ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND III, 1.—2. HEFT
MIT 43 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 15. NOVEMBER 1950)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1950

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band III **Inhaltsverzeichnis** Heft 1—2

Seite

Israël, H. Zur Entwicklung der luftelektrischen Grundanschauungen. (Mit 14 Textabbildungen) 1

Nolan, J. J. The Control of the Electrical Conductivity of the Lower Atmosphere 17

Norinder, H. und **R. Siksna.** Variationen des Ionengehaltes in der bodennahen Luftschicht. (Mit 7 Textabbildungen) 29

Hogg, A. R. Air-Earth Current Observations in Various Localities. (With 2 figures) 40

Hess, V. F. New Studies on the Radioactivity of the Atmosphere 56

Schonland, B. F. J. and **D. J. Malan.** The Distribution of Electricity in Thunderclouds 64

Wait, G. R. Measurements by Airplane of Electric Charge Passing Vertically through Thunderstorms to Ground. (With 3 figures) 70

Aliverti, G. und **G. Lovera.** Über einige in Oberitalien beobachtete Kugelblitze 77

Kasemir, H. W. Studien über das atmosphärische Potentialgefälle IV. (Mit 4 Textabbildungen) 84

Goldschmidt, J. Neukonstruktion eines Einfadenelektrometers. (Mit 1 Textabbildung) 98

Burkard, O. und **D. Zych** Luftelektrische Messungen mit stabilisiertem Netzgerät. (Mit 3 Textabbildungen) 102

Schrott, R. Ein Echolotungsgerät für Ionosphären- und Wetterforschung. (Mit 3 Textabbildungen) 109

Appleton, E. Magnetic and Ionospheric Storms. (With 4 figures) 113

Lugeon, J. L'Essor de la Radiométéorologie mondiale et la Prévision du Temps. (Avec 2 figures) 120

Fuchs, J. Die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit kurzer Radiowellen 139

Maurain, Ch. Étude sur la pluie, se rapportant à la Terre entière ou à de grandes étendues 153

Reuter, H. Über die Verlagerung einzelner abgeschlossener atmosphärischer Wirbel (Kaltlufttropfen) bei ruhender Umgebung 156

Buchbesprechungen 163

Byers, H. R. und R. R. Braham, The Thunderstorm (H. Israël). — Israël, H., Das Gewitter (P. Courvoisier). — Grimminger, G., Analysis of Temperature, Pressure and Density of the Atmosphere Extending to Extreme Altitudes (F. W. P. Götz). — Rossmann, F., Luftelektrische Messungen mittels Segelflugzeugen (H. Israël).

551.594

(Luftelektrische Forschungsstelle des Observatoriums Friedrichshafen in Buchau a. F.)

Zur Entwicklung der luftelektrischen Grundanschauungen*.

Von

H. Israël.

Mit 14 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die luftelektrischen Grundanschauungen haben im Laufe der Entwicklung mehrfach erhebliche Wandlungen durchgemacht. Auf die Entwicklungsperiode, in der man die auffallenden Parallelen im Verhalten luftelektrischer und meteorologischer Größen aufzuklären sich bestrebte — sie findet etwa mit F. EXNER ihr Ende —, folgt eine Phase bewußter Emanzipation der luftelektrischen Forschung, während der man in den meteorologischen Einflüssen nur „Störungen" sieht. Etwa in den zwanziger Jahren beginnt dann eine Reaktion gegen dieses Isolationsbestreben und mit der früher lange vergeblich versuchten Aufklärung des luftelektrischen Grund- und Existenzproblems leitet sich eine neue Entwicklungsphase ein, die man sinngemäß als korrelative Phase bezeichnen möchte. Nach einer eingehenden und nach den inneren Gründen dieser mehrmaligen Schwenkung suchenden Darstellung wird im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit das Problem der luftelektrischen Tagesgänge behandelt und als Beweis für die komplexe elektro-meteorologische Arbeits- und Betrachtungsweise in seinen neuesten Entwicklungen kurz dargestellt. Die enge Verbindung zwischen dem luftelektrischen Geschehen und dem vertikalen atmosphärischen Massenaustausch legt die Benutzung luftelektrischer Untersuchungen in der Austausch- und Luftkörperforschung nahe.

Summary. In the course of the development the fundamental notions about atmospheric electricity have experienced considerable changes. In a first period expiring about with F. EXNER, one tried to explain the striking parallels of electrical and meteorological phenomena; then follows a period with a distinct emancipation of atmospheric electricity, where meteorological influences were admitted but as perturbations. In the twenties begins a reaction to this isolationist views and a new evolution starts which might be called correlative phase. The author analyses and explains these repeated changes, and in a second part he discusses the problem of the diurnal variation

* Herrn Prof. Dr. H. BENNDORF zum 80. Geburtstag gewidmet.

of atmospheric electricity and shows the complexity of electro-meteorological relations. The close connexion between the phenomena of atmospheric electricity and the turbulent vertical exchange urges to employ investigations of atmospheric electricity for investigations in exchange and air-mass research.

Résumé. En matière d'électricité atmosphérique les points de vue ont souvent varié considérablement. Dans une première période allant jusqu'à F. Exner environ, on a essayé d'expliquer le parallélisme évident entre les phénomènes électriques et météorologiques; puis on a envisagé les premiers pour eux-mêmes, indépendamment des influences météorologiques considérées alors comme des «perturbations». Autour des années 1920, une réaction se dessine contre cette discrimination, et une nouvelle phase commence que l'on pourrait appeler corrélative. Après une analyse approfondie de ces fluctuations de la théorie, l'auteur aborde dans la deuxième partie de son étude le problème des variations diurnes des phénomènes électriques et montre la complexité des relations les unissant à ceux de l'atmosphère elle-même. La liaison étroite entre les phénomènes de l'électricité atmosphérique et les échanges turbulents de masse dans la verticale prouve l'utilité des recherches électriques pour l'étude de cet échange et pour celle des masses d'air de l'atmosphère.

I. Einleitung.

Die Beziehungen zwischen den beiden Erscheinungsgebieten der Luftelektrizität und der Meteorologie sind — namentlich im Jugendstadium der luftelektrischen Forschung — oft Gegenstand von Untersuchungen gewesen; doch gelang es damals nicht — besser gesagt: *noch* nicht — die verbindenden Fäden wirklich zu erkennen und die verschiedenen Einzelergebnisse zu einem einheitlichen und überzeugenden Bild zu vereinigen. So konnte es denn nicht ausbleiben, daß man mit dem tieferen Eindringen in die atmosphärisch-elektrische Problematik in den ersten Jahrzehnten dieses Jahrhunderts statt dessen immer mehr zu der gegenteiligen Meinung kam, die luftelektrischen Geschehnisse als einen vom Wettergeschehen *unabhängigen* Erscheinungskomplex anzusehen, dessen Gesetze nur deshalb so schwer erkannt werden, weil ihr Wirken dauernd „*durch meteorologische Einflüsse gestört wird*".

Diese extrem isolationistische Beurteilung der Zusammenhänge, die bis in die allerletzte Zeit hineinreicht, konnte natürlich auf die Dauer noch weniger befriedigen. Deshalb drängt nach mancherlei Mißerfolgen und Irrwegen die moderne Entwicklung der luftelektrischen Forschung in zunehmendem Maße wieder zu der ursprünglichen, jetzt aber schärfer präzisierten Auffassung hin, die *luftelektrischen Geschehnisse in ihrer Verwandtschaft zur Meteorologie zu verstehen* und zu deuten. Den entscheidenden Anstoß zu dieser letzten Entwicklung gab die Lösung des luftelektrischen Grund- und Existenzproblems.

Wir wollen uns im weiteren mit den inneren Gründen für diese mehrmaligen „Stellungswechsel" der luftelektrischen Grundanschauungen beschäftigen. Dabei werden wir zwangsläufig auf das heute wohl wichtigste Problem der atmosphärischen Elektrizität, das Problem der luftelektrischen Tagesrhythmen, stoßen.

II. Die Wandlung der luftelektrischen Grundanschauung.

Die Erkenntnis, daß überall und zu allen Zeiten in der bodennahen Atmosphäre ein elektrisches Feld besteht, geht schon auf die zweite Hälfte des 18. Jahrhunderts zurück (L. G. LEMONNIER, G. B. BECCARIA, H. B. DE SAUSSURE u. a.), ebenso die Feststellung regelmäßiger periodischer Veränderlichkeiten desselben im Laufe des Tages. Die Verfeinerung und Ausdehnung der Messungen hatte das Ergebnis, daß diese Verhältnisse um so eindeutiger wurden, je „besser das Wetter war". Dies mußte zur Unterscheidung zwischen „*ungestörten*" und „*gestörten*" Zeiten führen und gab damit den Anlaß zu der Ende des 19. Jahrhunderts entstandenen Gewohnheit, aus dem anfallenden Beobachtungsmaterial zunächst nur die sogenannten „*ungestörten Tage*" auszuwählen und statistisch zu verarbeiten.

Diese Abstraktion vom Wettereinfluß sollte zunächst nur als Erleichterung bei der Sichtung des Ergebnismaterials dienen. Daß sich in der Folgezeit mit nur wenigen Ausnahmen eine Beschränkung der *gesamten* luftelektrischen Arbeit auf „ungestörte Tage" allein ergab, war ursprünglich weder angestrebt noch berechtigt. Zwar hat diese Beschränkung einerseits die Möglichkeit zur Erkennung der weltweiten Zusammenhänge gegeben, anderseits aber bei der Formulierung des Grundproblems zu einer unrichtigen, weil einseitigen, und deshalb unlösbaren Fragestellung geführt und damit die Entwicklung fraglos verzögert.

Ein zweiter Grund, der zu einer derartigen Abtraktion Anlaß bot, war eine gewisse Enttäuschung darüber, daß *alle Versuche zu einer direkten Korrelation zwischen elektrischem und meteorologischem Geschehen vorerst versagten*, obwohl die auffallende Ähnlichkeit zwischen den Tagesvariationen luftelektrischer und meteorologischer Elemente immer wieder zu neuen Versuchen für erklärende Hypothesen Anlaß gab. A. VOLTA, A. PELTIER und F. EXNER sind die Hauptrepräsentanten dieser Bemühungen, bei denen speziell im atmosphärischen Wasserdampf der verbindende Faktor vermutet wurde. Es ist bekannt, daß H. BENNDORF, dem diese Zeilen zum 80. Geburtstag gewidmet sind, durch seine Messungen in Tomsk in Sibirien 1897/98 die EXNERschen Vorstellungen widerlegte, nach denen ein inverses Verhalten des luftelektrischen Feldes am Boden und der absoluten Feuchte zu erwarten war.

Den Grund für das Versagen dieser ersten elektro-meteorologischen Korrelationsversuche können wir heute in folgendem sehen: Bis an die Schwelle unseres Jahrhunderts sah man die Erscheinungen der Luftelektrizität nur als elektrostatisches Phänomen an. Diese Auffassung, die durchaus folgerichtig dem damaligen Erfahrungsumfang entsprach, konnte verständlicherweise zum *dynamischen* Geschehen der Meteorologie keine befriedigende Brücke finden.

Um die Jahrhundertwende ändert sich das luftelektrische Bild grundsätzlich durch die Entdeckung der Luftionisation: Die Leitfähigkeit der Luft hat einen Strom zur Folge, der das luftelektrische Feld abzubauen

bestrebt ist. Dies führt wegen der Beständigkeit des Feldes zur Postulierung eines „*Gegenstromes*“, der im gleichen Maße feldaufbauend wirken muß, wie der bekannte Schönwettervertikalstrom „abbaut“. *Das bestehende luftelektrische Feld ist somit der sinnfällige Ausdruck eines stationären Gleichgewichtszustandes zwischen diesen beiden gegenläufigen Prozessen.*

Mit dieser Auffassung ist der *dynamische Charakter der luftelektrischen Vorgänge* erkannt. Damit wäre eigentlich die Grundlage für eine korrelative Verbindung zwischen den beiden Gebieten der Luftelektrizität und der Meteorologie gegeben gewesen. Die weitere Arbeit geht aber bekanntlich zunächst andere Wege: Sie beschränkt sich infolge der schon eingewurzelten Abkehr von der Meteorologie auf „ungestörte Zeiten“ und sucht von hier aus das Grund- und Existenzproblem des „Gegenstromes“ zu lösen, der „*eine negative Gesamtladung der Erde aufrecht erhält*“.

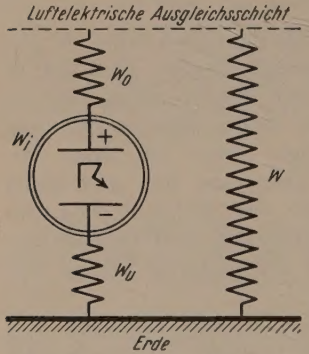


Abb. 1. Ersatzschaltbild des luftelektrischen Kreisprozesses.

Die weitere Entwicklung besteht darin, daß sich nach zahlreichen, mehr oder weniger vergeblichen Versuchen zur Lösung dieses Grundproblems im letzten Jahrzehnt das folgende wahrscheinlichste Bild für das luftelektrische Geschehen entwickelt: *Der luftelektrische Vertikalstrom der Schönwettergebiete wird kompensiert durch den in umgekehrter Richtung fließenden Ladungstransport in den Gewittergebieten.* Es besteht somit in der Atmosphäre ein *die ganze Erde umspannender elektrischer Kreisprozeß*, für den wir nebenstehendes Ersatzschaltbild [*1*] entwickeln können:

Wir fassen die Atmosphäre in elektrischer Hinsicht als großen Kugelkondensator auf, der aus der Erdoberfläche als innerer und einer in der hohen Stratosphäre anzunehmenden hochleitfähigen Schicht als äußerer Belegung gebildet wird. Die Gesamtheit der jeweils in Aktion befindlichen irdischen Gewitter — im Mittel etwa 1800 — ist der „*Generator*“, der einen Strom von etwa 1 Amp. pro Gewitter oder von zirka 1800 Amp. über der ganzen Erde erzeugt und damit den Stromkreis speist und steuert. In den gewitterfernen Gebieten schließt sich der Kreis durch den Widerstand W, der den gesamten gewitterfreien Teil der Atmosphäre repräsentieren soll.

Wie schon angedeutet, wäre diese Klarstellung des Gesamtbildes ohne die zeitweise Beschränkung der Forschung auf „ungestörte Zeiten“ kaum möglich gewesen. *Es wird also interessanterweise die Luftelektrizität gerade durch die Abstraktion von der Meteorologie zu dieser hingeführt.*

Diese Erkenntnis, daß die letzten Ursachen für das Vorhandensein atmosphärisch-elektrischer Erscheinungen meteorologische Phänomene sind, hat die Stellung beider Gebiete zueinander grundlegend geändert. An Stelle einer vom Wettergeschehen abstrahierten atmosphärischen Elektrizität tritt eine auf Korrelation und kausale Verknüpfung zwischen

beiden ausgehende Betrachtungsweise. Denn wenn schon die innersten Wurzeln dieser Erscheinungen zur Meteorologie hinführen, so ist es nur ein kleiner Schritt zu der Verallgemeinerung, daß auch im einzelnen die Verflechtungen zwischen beiden Gebieten viel enger sind, als man bisher angenommen hat. Es ist heute durchaus plausibel zu sagen: *Jeder meteorologische Vorgang ist elektrisch getönt*, oder umgekehrt: *Jede luftelektrische Erscheinung läßt sich meteorologisch deuten.*

Wir wollen im weiteren einige erste Erfolge dieser neuen Anschauungs- und Arbeitsweise betrachten und wählen dazu als besonders geeignetes Objekt das Problem der Tagesperiodizität der luftelektrischen Vorgänge.

III. Das Problem des Tagesganges der luftelektrischen Erscheinungen.

Nach der Lösung des luftelektrischen Grund- und Existenzproblems rückt eine andere Frage dieses Gebietes in den Vordergrund: Die Frage

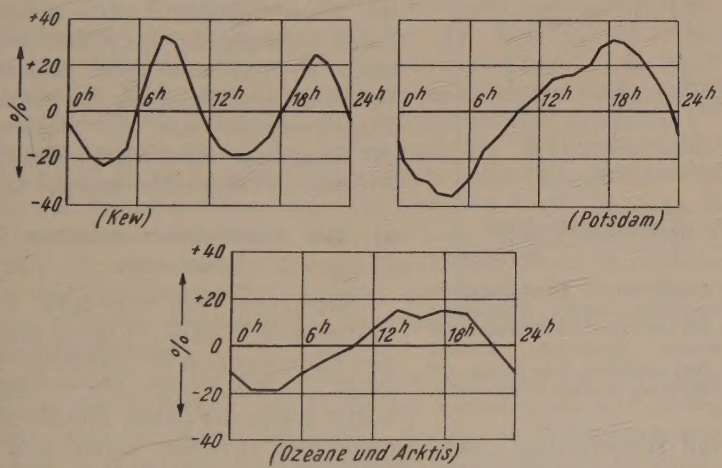


Abb. 2. Typen des täglichen Feldverlaufes am Boden. Kew: „Ortszeitgang" doppelter Periode (Juni/Juli); Potsdam: „Ortszeitgang" einfacher Periode (Dez./Jan.); Ozeane und Arktis: „Weltzeitgang."

nach dem Zustandekommen der verschiedenartigen luftelektrischen Tagesgänge.

Man kann beim luftelektrischen Potentialgefälle drei Typen von täglichen Gängen unterscheiden:

1. Die 24stündige Periode (Abb. 2, oben rechts);
2. Die Doppelschwingung (Abb. 2, oben links), beide Typen auf dem Festland vorkommend und in ihrer Phasenlage ortszeitgebunden, und
3. Die „Weltzeitperiode" über den Ozeanen (Abb. 2 unten).

Daß diese Ergebnisse der alleinigen Bearbeitung „ungestörter Tage" entstammen, ist in diesem Zusammenhange nicht bedenklich; denn wie ein an mehreren größeren Meßreihen durchgeführter Vergleich zwischen den

Ergebnissen aus „ungestörten Tagen“ und aus *allen* niederschlagsfreien Zeiten zeigt, besteht zwischen diesen kein merklicher Unterschied, wenn man von den Absolutwerten absieht und nur den relativen Gang des Tagesverlaufs betrachtet. Abb. 3 gibt dafür ein Beispiel von Potsdam [*1*].

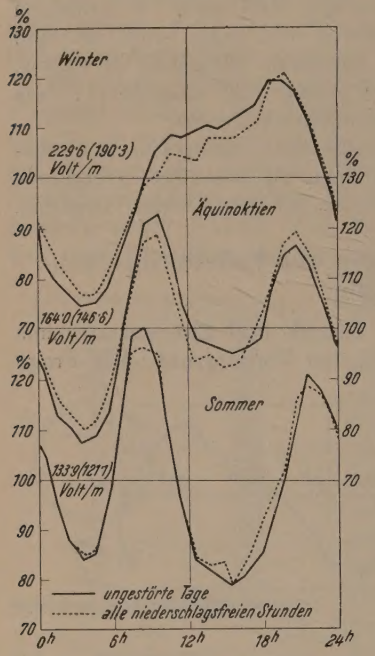


Abb. 3. Tagesgang des Potentialgefälles: nach „ungestörten Tagen“ (ausgezogene Kurven) und nach allen niederschlagsfreien Stundenmitteln (gestrichelte Kurven) während der einzelnen Jahreszeiten für Potsdam (Mittel aus den Jahren 1925–1937).

Das Problem, das uns hier entgegentritt, ist die Frage: Warum tritt die Weltzeitperiode, die doch offensichtlich die Primärerscheinung des ganzen Geschehens ist, nur auf dem Ozean in Erscheinung?

Es liegt auf der Hand, daß gerade diese Fragestellung nach einer meteorologischen Begründung drängt. Da in der Tat dieses Problem auf Grund der neuen luftelektrischen Grundauffassung weitgehend aufgeklärt werden kann, so mag eine kurze zusammenfassende Darstellung der verschiedenen Einzelbausteine hier als Beispiel für die komplexe elektro-meteorologische Arbeits- und Betrachtungsweise dienen.

a) Der Unterschied zwischen Land und See.

Betrachten wir in Abb. 4 den Widerstand W (Abb. 1) etwas genauer; der Widerstand einer vertikalen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt zeigt im Mittel den in der linken Bildhälfte dargestellten Höhenverlauf. Sein Gesamtwert zwischen Boden und luftelektrischer Ausgleichsschicht in zirka 70 km Höhe (der sogenannte

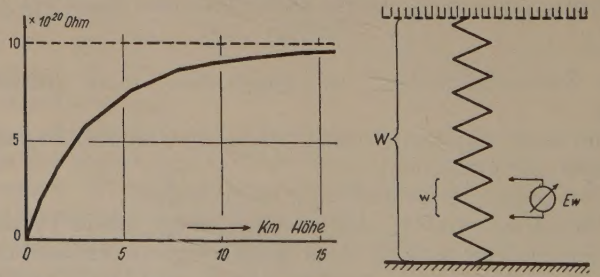


Abb. 4. Der Höhenverlauf des atmosphärischen Widerstandes.

„spezifische Säulenwiderstand“, englisch „columnar resistance“) beträgt etwa 10^{21} Ohm; seine Höhenverteilung ist durch die mit der Höhe rasch

zunehmende Leitfähigkeit bestimmt: Es entfallen etwa 50% desselben bereits auf die untersten 2 bis 3 Höhenkilometer und zirka 90% auf die Troposphäre.

Das Potentialgefälle läßt sich, wie man aus dem Ersatzschaltbild der Abb. 4 rechts sofort erkennt, auffassen als der Spannungsabfall E_w an einem Teilstück gegebener Länge dieses Säulenwiderstandes W. Ist der Widerstand dieses nach Definition stets gleich langen Teilstückes w, so gilt also:

$$E_w = w \cdot V/W \tag{1}$$

wo V die zwischen Boden und Ausgleichsschicht liegende Gesamtpotentialdifferenz darstellt.

Die Leitfähigkeit der Luft in den untersten Höhenkilometern, auf die es hier besonders ankommt, ist bedingt durch den Ionengehalt der Luft, wie er sich im Zusammenwirken von Ionisation und Wiedervereinigung einspielt. Jede Änderung der radioaktiven Exhalation aus dem Erdboden, jede Verschiebung des Wiedervereinigungsgeschehens durch Schwankungen des Suspensionsgehaltes der Luft durch verschiedene Verteilung desselben, durch Kondensationsvorgänge u. ä. muß daher den örtlichen Widerstandswert und seine Höhenverteilung ändern und sich demgemäß als Änderung des Potentialgefälles auswirken.

Schwankungen dieser Art treten nun im Witterungsverlauf fortwährend auf. Daher ist es eigentlich selbstverständlich, daß das Potentialgefälle auf Wettereinflüsse aller Art reagieren *muß*. Ja, man kann es mit Recht erstaunlich finden, daß sich trotz diesem dauernden Wettereinfluß doch immer wieder gewisse Regelmäßigkeiten im zeitlichen Verhalten des Potentialgefälles ergeben. Zur Erklärung dieser Feststellung müssen wir den Mechanismus der meteorologischen Einflüsse etwas genauer betrachten.

Nach Gl. (1) ist für die Größe einer Änderung des Potentialgefälles E_w außer der Änderung von V die des Verhältnisses w/W maßgebend. V wird, wie oben schon dargestellt, durch das Weltgewittergeschehen gesteuert. w hängt von der Leitfähigkeit am Meßort ab, während sich W von deren Höhenverteilung herleitet. Der meteorologische Einfluß auf die luftelektrischen Verhältnisse kommt also über die Veränderungen des Aerosols zustande; im einzelnen kommt es nur darauf an, wie die verschiedenen luftelektrischen Größen von diesen Änderungen beeinflußt werden. Betrachten wir einige Beispiele:

1. Ändert sich — etwa bei einem Luftkörperwechsel mit starker Sichtänderung — w in einem relativ mächtigen Vertikalbereich, so wird dadurch auch W in gleichem Sinne beträchtlich geändert. E_w kann also nur schwach reagieren, da es auf das Verhältnis w/W anspricht.

2. Wird dagegen — etwa durch die Rauchwolke eines vorbeifahrenden Eisenbahnzuges — w örtlich stark verändert, ohne daß sich dies auf den Gesamtwiderstand W fühlbar auswirkt, so ist die Folge eine *sehr* starke Reaktion von E_w, wie sie z. B. in Abb. 5 dargestellt ist [*2*].

3. Würde man in diesen beiden Fällen statt des Feldes E den Vertikalstrom $i = V/W$ messen, so wäre für diesen — gleiches V vorausgesetzt — die Reaktion gerade umgekehrt: Da er auf den Säulenwiderstand W direkt anspricht, so wäre im ersten Fall eine merkliche, im zweiten praktisch keine Reaktion zu erwarten. Um auch dies mit einem Beispiel zu belegen, sei daran erinnert, daß in der stark verschmutzten Luft von Großstädten das Potentialgefälle eben wegen dieser Dunstglocke stark erhöht ist, während — soweit bekannt — der Vertikalstrom gar nicht oder doch nur schwach auf diese Dunsthaube zu reagieren scheint.

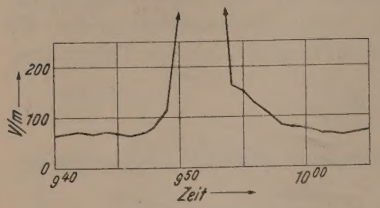


Abb. 5. Reaktion des Potentialgefälles auf einen vorbeifahrenden Eisenbahnzug.

Für eine quantitative Betrachtung kommt es darauf an, welcher der Einzeleinflüsse überwiegt. Für die Variation von E liefert Gl. (1) durch Differentiation nach der Zeit die Beziehung:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{w}{W} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{V}{W} \cdot \frac{dw}{dt} - \frac{V}{W} \cdot \frac{w}{W} \cdot \frac{dW}{dt}. \tag{2}$$

Das erste Glied der rechten Seite gibt den Einfluß der weltweit gleichen Änderung von V, die sogenannte „Weltzeitperiode". Die meteorologischen Einflüsse sind im zweiten und dritten Glied enthalten. Sind z. B. w und W zeitlich konstant, so tritt die Weltzeitperiode in Erscheinung, wie es bei den Messungen auf hoher See der Fall ist.

Anders verhält es sich mit dem Vertikalstrom. Aus der Definition $i = V/W$ ergibt sich die Beziehung

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{W} \cdot \frac{dV}{dt} - \frac{1}{W} \cdot \frac{V}{W} \cdot \frac{dW}{dt}, \tag{3}$$

in der wieder der weltweite und der örtliche Anteil getrennt erscheinen.

Nun sind Änderungen im Höhenverlauf des Widerstandes vor allem bei vertikalen Luftbewegungen zu erwarten. Diese verändern die vertikale Verteilung der ionisierenden radioaktiven Emanationen und Induktionen und insbesondere die der Suspensionen. Werden nun durch den Tagesgang des *atmosphärischen vertikalen Massenaustausches*, auf dessen Einfluß diese ganze Betrachtung hinausläuft, rhythmische Veränderungen im Aerosol hervorgerufen, so müssen die luftelektrischen Elemente entsprechend reagieren. Da gleichzeitig infolge des mit dem Austauschvorgang verbundenen Transportes von Wärme, Wasserdampf usw. auch die meteorologischen Größen entsprechende Veränderungen erfahren, so ist damit das gesuchte Bindeglied gegeben, das die schon lange bekannte Parallelität und Ähnlichkeit der luftelektrischen und der meteorologischen Tagesrhythmen zueinander in Beziehung setzt. Auf Grund dessen lassen sich nun im einzelnen folgende Anschauungen gewinnen.

Über See ist die Tagesveränderlichkeit des Austausches ganz außerordentlich viel geringer als über Land, wie man z. B. an den geringen

Schwankungsamplituden von Temperatur und Feuchtigkeit über See im Laufe des Tages erkennt. Als elektrische Folge davon ist zu erwarten, daß beispielsweise die Leitfähigkeit nur einen ganz geringfügigen Tagesgang besitzt, wie es in der Tat der Fall ist. Für W ist damit ein praktisch konstantes Verhalten im Laufe des Tages zu erwarten und aus diesem Grunde folgen sowohl das Potentialgefälle wie auch der Vertikalstrom dem Tagesrhythmus von V (*Weltzeitperiode*).

Über dem Festland dagegen zeigt der Austausch einen sehr ausgeprägten Tagesgang, dessen Verlauf sich etwa als Glockenkurve mit Höchstwert zur Zeit des Sonnenhöchststandes darstellt [*3*]. Daraus ergeben sich im einzelnen folgende Konsequenzen: Infolge der Austauschwirkung wird der Gehalt der bodennahen Luft an Wasserdampf und an Suspensionen durch Nachlieferung der betreffenden Elemente durch Verdunstung bzw. Aufwirbelung vom Boden her vergrößert. Anderseits wird die Konzentration eines Elementes durch seine austauschbedingte Verteilung über einen größeren Vertikalbereich der Atmosphäre verkleinert. So kann die Konzentration eines Elementes an einer bestimmten Stelle der Atmosphäre bei Austauschänderung sowohl zu- wie auch abnehmen, je nachdem, ob die Nachlieferung oder die Verdünnung überwiegt.

Es liegt nun, wie sich zeigen läßt, im Wesen der Austauschwirkung und ihrer Höhenabhängigkeit, daß in den unteren Atmosphärenschichten bei geringer Wirksamkeit die Konzentrationszunahme durch Nachlieferung, bei starker Wirksamkeit die Konzentrationsabnahme durch Verdünnung überwiegt. Wenn also der Austausch im Laufe des Vormittags wächst, so wird nach anfänglicher Zunahme des Wasser- oder Suspensionsgehaltes in Bodennähe dieser von einem bestimmten Zeitpunkt an abnehmen bis zu einem Mindestwert zur Zeit des stärksten Austausches. Am Nachmittag ist dann bei abnehmendem Austausch umgekehrt wieder eine Zunahme des Wasser- und Suspensionsgehalts in Bodennähe zu erwarten. Auf

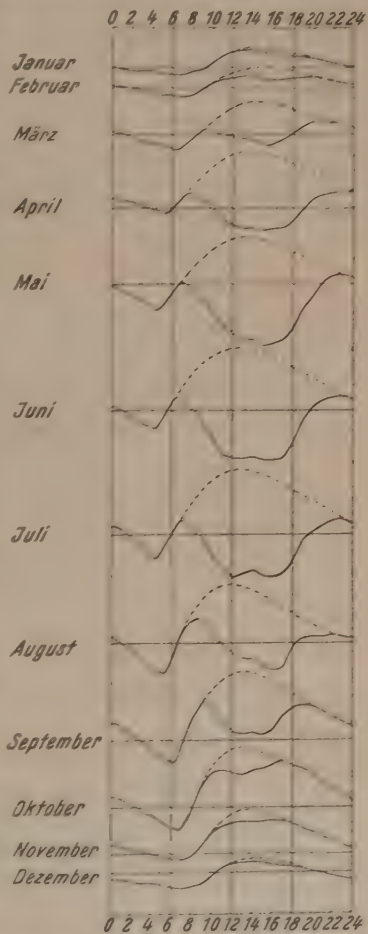


Abb. 6. Tagesgang des Dampfdruckes für die einzelnen Monate des Jahres nach zehnjährigen Beobachtungen in Potsdam (nach F. Mühlke).

diese Weise entsteht trotz einfacher Tagesschwankung des Austausches eine Doppelschwingung des Wasserdampf- oder Suspensionsgehaltes mit Maximalwerten in den Morgen- und späteren Nachmittagsstunden und Minimalwerten über Mittag und nachts. In den folgenden Abbildungen 6 bis 8 ist diese Wirkung des Austausches auf die bodennahen Verhältnisse zur Darstellung gebracht.

Abb. 6 zeigt den Tagesgang des Dampfdruckes, wie ihn F. Möller [4] nach einem 26jährigen Beobachtungszeitraum für Potsdam ermittelt hat. Die zeitliche Lage der Vor- und Nachmittagsmaxima rückt, wie zu erwarten, vom Winter zum Sommer hin immer weiter auseinander. F. Möller ergänzt in anschaulicher Weise die tatsächlichen Kurven durch die gestrichelten Kurvenstücke zu einfachperiodischen Gängen,

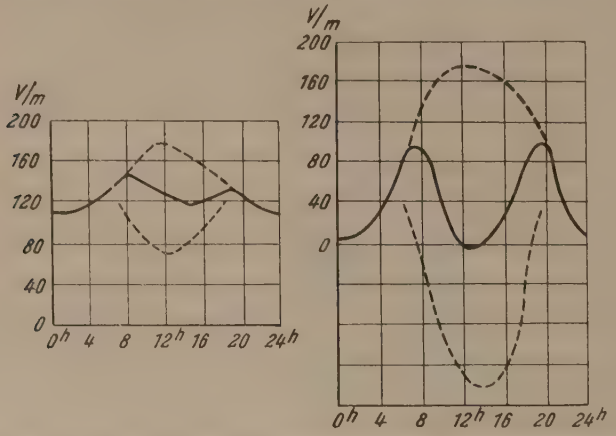


Abb. 7. Analysen der täglichen Doppelschwingung des Potentialgefälles nach J. G. Brown.

wie sie sich ohne den „Verdünnungseffekt" des Austausches ergeben würden.

Diese Deutung des tatsächlichen Kurvenverlaufes als Superposition einer einfachen Tagesschwingung mit Mittagsmaximum und einer austauschbedingten Mittagsdepression wird in völlig analoger Weise von J. G. Brown [5] für den Tagesgang des luftelektrischen Feldes gegeben, wie die beiden in Abb. 7 dargestellten Beispiele aus seinen Analysen zeigen.

In Abb. 8 endlich ist zur Vervollständigung des Bildes in etwas anderer Darstellung die Verschiebung der zeitlichen Lage der Vor- und Nachmittagsmaxima des Potentialgefälles für verschiedene Meßorte zusammengestellt [6].

Einen weiteren Beweis für die Richtigkeit dieser Vorstellungen kann die Betrachtung der Tagesgänge des spezifischen Säulenwiderstandes W erbringen:

Wenn unsere obigen Überlegungen zutreffen, so muß W eine dem Austausch entsprechende einfachperiodische Tageskurve zeigen. Dies ist

der Fall, wie man aus Abb. 9 erkennt [7]. Die Kurven sind einander, mit Ausnahme der zweifellos lokal bedingten Kurve von Davos, sehr

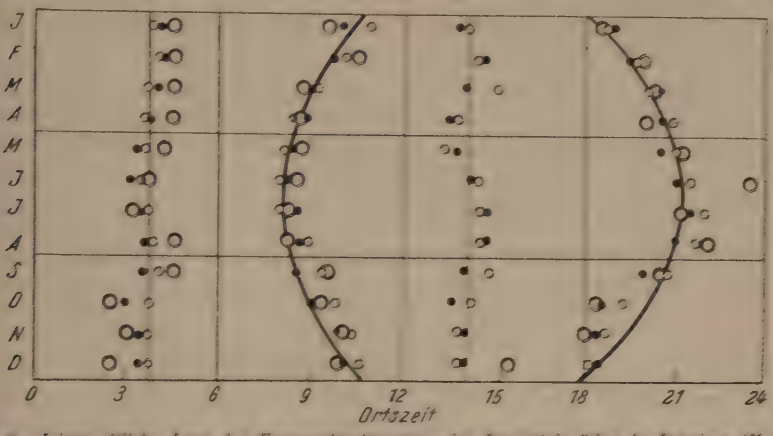


Abb. 8. Jahreszeitliche Lage der Extremalintervallen des Potentialgefälle in Potsdam (Kreiss), Kew Pointe (van Wanswinkel (Doppelkreise). Bedeutung der Kurven (von innen nach außen): Lage der Nachtminima, der Morgenmaxima, der Mittagsminima und der Abendmaxima.

ähnlich und zeigen durchwegs einfachperiodischen Gang mit niedrigstem Wert in den Nachtstunden und höchstem Wert am Nachmittag.

Mit diesen Hinweisen darf die Erklärung für die grundsätzliche Verschiedenheit der Potentialgefälle-Rhythmen über Land und über See als (zumindest qualitativ) bewiesen angesehen werden.

b) Weitere Teilprobleme der luftelektrischen Tagesgänge.

Wir wollen als Ergänzung und zum Abschluß unserer Betrachtungen noch einige weitere Teilfragen der luftelektrischen Tagesgänge kurz berühren, die auf dem Wege der elektrometeorologischen Korrelation mit Erfolg angegangen worden sind bzw. werden können. Vor allem interessiert die Frage:

Wie kommt die jahreszeitliche Veränderung der Tagesrhythmen des Potentialgefälles zustande?

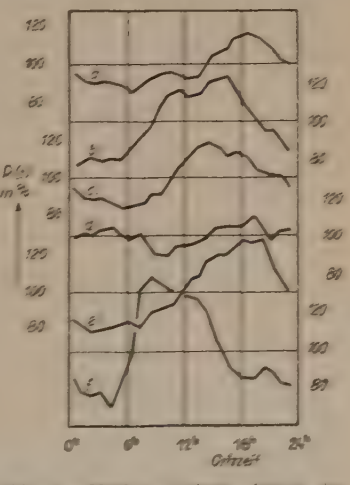


Abb. 9. Mittlere tägliche Gänge des spezifischen Luftleitvermögens (reziproker Leitstand) E in prozentualer Darstellung nach mündlicher Mitteilung Regenerationen von Potentialgefälle und Leitfähigkeit bzw. Verhältnissen. für die Stationen: a Spitzbergen, b Pawlowsk; c Potsdam; d Washington (Breslau); e Kew; f Davos [7].

Das allgemeine Bild dieser Variationen ist so, daß die Mittagsdepression im Tagesverlauf des Gefälles im Winter am geringsten und im Sommer am stärksten hervortritt. Die Erklärung

dieser Erscheinung ist einfach: Die mittlere tägliche Schwankungsamplitude des Austausches ist im Winter am kleinsten und im Hochsommer am größten.

Etwas schwieriger ist die andere Frage zu beantworten, warum der Charakter des Potentialgefälles in seiner jahreszeitlichen Veränderung von Ort zu Ort verschieden ist; an einigen Stationen besteht nämlich während des ganzen Jahres ein doppelperiodischer Tagesgang; an anderen fehlt dagegen die mittägliche Einsenkung Sommer wie Winter ganz und in der Mehrzahl der Fälle herrscht im Winter die einfache, im Sommer die doppelte Tagesschwankung vor.

Einen erklärenden Hinweis gibt hier die Erfahrung, daß die Doppelschwingung vor allem an den Meßorten auftritt, die in oder in der Nähe von größeren Städten liegen, während sie an Landstationen in Stadtferne rasch verschwindet. Man hat den Eindruck, daß das Auftreten der Doppelschwingung zur mittleren Höhe des Potentialgefälles am Meßort in Beziehung steht und daß die austauschbedingte Depression um so ausgeprägter hervortritt, je höher der Gehalt der Luft an Suspensionen ist [*8*]. Diese Vermutung läßt sich in der Tat bestätigen; es zeigt sich, daß in kern- und großionenarmer Landluft die Mittagsdepression bei gleichem Austausch geringer sein *muß* als in der kern- und großionenreichen Atmosphäre der Städte [*8*]. Der Grund für diese Verschiedenheiten liegt letzten Endes in der funktionellen Verknüpfung von Leitfähigkeit und Kern- bzw. Großionengehalt der Luft.

Nach diesen Ergebnissen ist die Größe der Mittagsdepression im Tagesgang des Potentialgefälles gleichzeitig von der *Austauschamplitude* und vom Gehalt der Luft an *Suspensionen* abhängig. Beide Ursachen unterliegen sowohl örtlichen wie zeitlichen Schwankungen und lassen so eine große Vielfältigkeit der Koppelung zu.

Einige Beispiele sollen dies genauer belegen.

1. Für das auffallende Verhalten der Tagesgänge des Potentialgefälles und des atmosphärischen Widerstandes in Davos, das durch ein starkes Hervortreten der Doppelschwingung des Potentials während des ganzen Jahres im Gegensatz zu dem auf Grund der Hochgebirgs- und Höhenlage zu erwartenden einfachen Gang [*9*] sowie durch eine auffallende Verschiebung des Widerstandsverlaufs gegenüber dem anderer Stationen charakterisiert ist, kann man versuchsweise örtliche Besonderheiten des Austauschgeschehens verantwortlich machen, die mit dem extrem windschwachen Hochtalklima zusammenhängen mögen.

2. Die Abhängigkeit des Verlaufs des Potentialgefälles von der mittleren Lufttrübung des Meßortes kann zur Folge haben, daß bei gleichen Austauschverhältnissen das Potentialgefälle in der Dunsthaube einer Großstadt doppelperiodisch, in nur geringer Entfernung davon außerhalb der Dunsthaube dagegen zur gleichen Zeit einfachperiodisch verläuft, wie z. B. der Vergleich von Frankfurt am Main und Bad Nauheim (Entfernung knapp 30 km) beweist [*10*].

3. Zeitliche Variationen des Austausches in Abhängigkeit von der Wetterlage sind mangels eines der Messung leicht zugänglichen Austauschmaßes schwer zu erfassen. Indes erkennt man ihren Einfluß auf den Gefällegang

z. B. daran, daß dieser je nach der Luftkörperbeschaffenheit verschiedenes Verhalten zeigt. Abb. 10 und 11 bringen Beispiele dafür.

In Abb. 10 ist für Potsdam der mittlere Verlauf der Tageskurven des Potentialgefälles für maritime und für Polarluft dargestellt [6]. Während im Sommer kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Luftkörpern besteht, fehlt im Winter bei Maritimluft die Mittagsdepression völlig, während sie bei Polarluft ebenso wie im Sommer deutlich vorhanden ist. Der „Aerosoleffekt" würde eher ein umgekehrtes Verhalten erwarten lassen, da Polarluft einen geringeren Suspensionsgehalt besitzen dürfte als alle anderen Luftkörper. Deshalb kann diese Erscheinung nur damit zusammenhängen, daß im Winter die tägliche Austauschamplitude bei M geringer als bei P ist. Dies ist auch meteorologisch durchaus erklärlich: Im Sommer wird in Potsdam bei stark aufgeheiztem Land sowohl die Maritim- wie die Polarluft

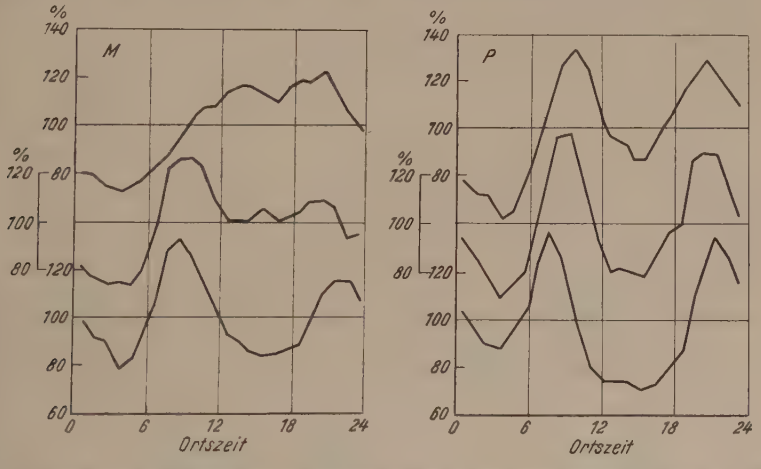


Abb. 10. Tagesgänge des luftelektrischen Potentialgefälles zu den verschiedenen Jahreszeiten: Winter (November bis Februar) jeweils oben, Äquinoktien (März/April und September/Oktober) jeweils in der Mitte und Sommer (Mai bis August) jeweils unten in Abhängigkeit vom Luftkörper nach „ungestörten Tagen" für Potsdam in den Jahren 1934–1937. M: Maritimluft; P: Polarluft.

kälter sein als die Unterlage, über die sie fließt. Die Stabilität ihres Vertikalaufbaues ist gering, der Austausch und vor allem seine Tagesvariation sind stark ausgeprägt. Im Winter dagegen wird nur noch die Polarluft kälter als die Unterlage eintreffen, Maritimluft dagegen im allgemeinen wärmer als diese. Daraus ergibt sich, daß für P ebenso wie im Sommer relativ instabile Schichtung und entsprechend große Neigung zu Austausch und Austauschvariation anzunehmen ist, während für M das Umgekehrte gilt.

Ähnliche Zusammenhänge lassen sich auch an Potentialgefälleregistrierungen in Buchau [11] erkennen. Die obere Teilfigur zeigt in der oberen Kurve den Tagesverlauf bei C, in der unteren bei PM. Würde man gemäß dem Verfahren von J. G. Brown [5] die „Depression" herausziehen, so würde diese in beiden Fällen durchaus verschieden ausfallen. Noch deutlicher wird dies nach der unteren Teilfigur, in der durch Verhältnisbildung zu den entsprechenden Werten der Weltzeitkurve der Einfluß der weltweit gleichen Variation von V beseitigt ist. Die stärkere Depression der oberen Kurven in beiden Teilfiguren kann zwei Gründe haben: Entweder ist der Tagesgang

des Massenaustausches bei *C* und *PM* verschieden oder es kommt bei gleichem Austausch zu verschieden starker Depression infolge verschiedenen Suspensionsgehaltes von *C* und *PM*.

In dem Bestreben, noch tiefer in den Mechanismus der hier skizzierten Zusammenhänge einzudringen, bemüht man sich seit einiger Zeit, an Stelle des Potentialgradienten den *atmosphärischen Widerstand* selbst als das unmittelbar beeinflußte Element zu erfassen und in seiner Tagesveränderlichkeit mit den meteorologischen Vorgängen zu korrelieren. Dies stellt allerdings etwas höhere, heute jedoch durchaus erfüllbare [*11a*]

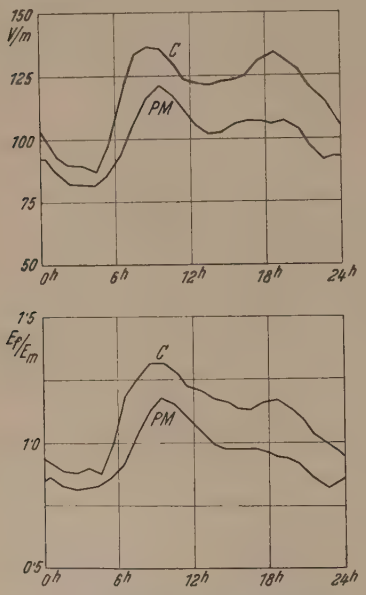


Abb. 11. Tagesgänge des luftelektrischen Potentialgefälles in Buchau a. F. bei *PM* (maritimer Polarluft) und *C* (Kontinentalluft) während der Sommermonate.

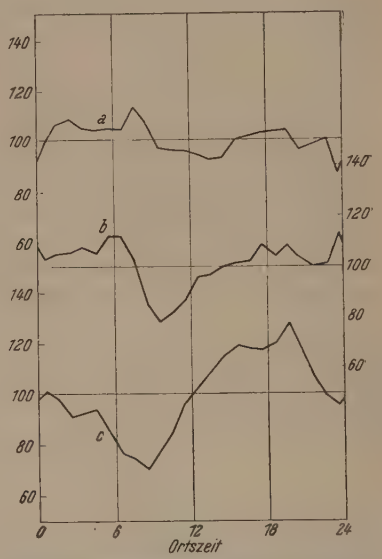


Abb. 12. Tagesgänge des spezifischen Säulenwiderstandes in Wahnsdorf (Dresden) in den verschiedenen Jahreszeiten. *a*: Winter; *b*: Äquinoktien; *c*: Sommer.

Ansprüche an die Meßtechnik; denn es verlangt die gleichzeitige Erfassung von mindestens zwei der drei luftelektrischen Grundelemente Potentialfeld, Vertikalstrom und Leitfähigkeit. Leider wird durch diese Erfordernisse die Menge des für solche Zwecke verwendbaren älteren Meßmaterials stark eingeengt.

Ein Ergebnis einer solchen Betrachtungsweise für sechs europäische Stationen ist schon oben in Abb. 9 wiedergegeben worden. In dieser Darstellung fällt außer der schon hervorgehobenen „Davoser Anomalie" der sehr unklare Verlauf der Kurve *d* für Wahnsdorf [*12*] auf. Löst man diese in ihre drei jahreszeitlichen Teilkurven auf, so ergibt sich Abb. 12, nach der im Winter der Verlauf des atmosphärischen Widerstandes am wenigstens ausgeprägt ist.

Auf der Suche nach einer Erklärung wurde auch für dieses Element versuchsweise eine Aufgliederung nach Luftkörpern vorgenommen mit

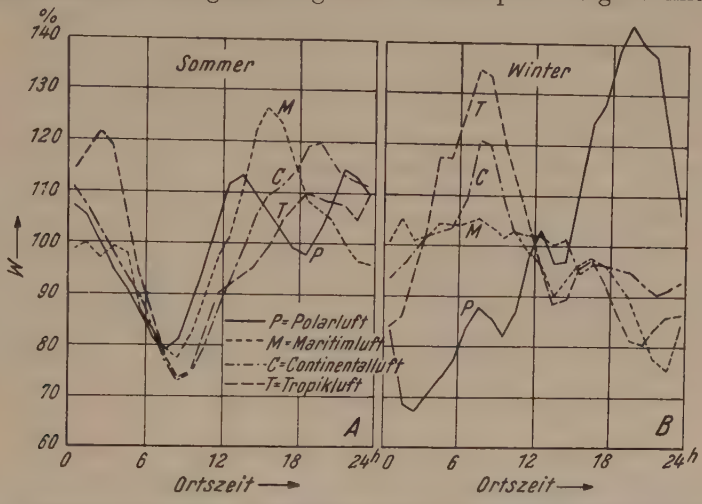


Abb. 13. Tagesgänge des spezifischen Säulenwiderstandes für Wahnsdorf/Dresden bei *P*, *M*, *C*, *T* in prozentualer Darstellung. Kurven leicht geglättet. Sommer (links), Winter (rechts).

dem in Abb. 13 dargestellten Ergebnis [*13*]. Im Sommer ist der Tagesgang von *W* bei allen vier Hauptluftkörpern auffallend ähnlich. Im Winter dagegen springt neben einer überhaupt größeren Unregelmäßigkeit der krasse Gegensatz zwischen *M*, *C* und *T* einerseits, die annähernd gleichen (zum Sommer gegenphasigen) Verlauf zeigen, und *P* anderseits mit gänzlich anders geartetem Verlauf in die Augen. Der *W*-Verlauf bei Polarluft im Winter hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem sommerlichen Gang des Widerstandes für alle Luftkörper.[1]

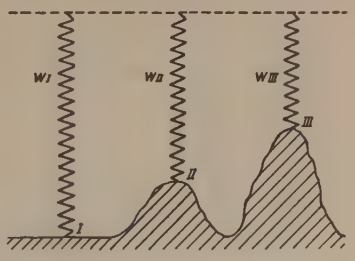


Abb. 14. Ersatzschaltbild zum Verständnis der Austauschwirkung auf luftelektrische Elemente.

IV. Schlußfolgerungen.

Die vorangehenden Hinweise können lediglich als Anregung und Programm für einen weiteren Ausbau der korrelativen Methode auf diesem Arbeitsgebiet dienen, ein abgeschlossenes Bild vermögen sie noch nicht zu bieten.

Als unmittelbare Folgerung aus den bisherigen Ergebnissen ergibt sich der Versuch, luftelektrische Tatsachen zur Charakterisierung des me-

[1] Man kann gegen die oben mitgeteilte Abhängigkeit der Tagesgänge der luftelektrischen Elemente von der Luftkörperbeschaffenheit einwenden, daß sie in quantitativer Hinsicht noch einer gewissen Überprüfung bedürfen; denn wie mich kürzlich Herr J. Bartels mit Recht aufmerksam machte, sind die bisher von mir ermittelten Tagesgänge des Feldes oder des spezifischen

teorologisch-aerologischen Zustandes heranzuziehen. Ein gangbarer Weg dazu, der schon an anderer Stelle vorgeschlagen wurde [7], besteht darin, daß man die Einflußnahme des Austausches auf die luftelektrischen Tagesgänge zur Grundlage von Austauschuntersuchungen, auch des Einzelfalles, macht, indem man gleichzeitig in verschiedener Höhe mißt. In diesem Sinne sind in Abb. 14 die Verhältnisse schematisch für drei in verschiedener Höhe gelegene Stationen dargestellt, die sich in nicht zu großer Horizontalentfernung voneinander befinden sollen. Durch Produktion von Kernen am Boden und ihre Aufwärtsverfrachtung wird zunächst *WI* verändert. Erreicht der Aufwärtsstrom die Höhe II, so setzt eine Änderung von *WII* ein usw. Durch Differenzbildung zwischen den Einzelwiderständen läßt sich gleichzeitig ein quantitatives Maß für den Austausch gewinnen. Außerdem ist von der Ermittlung des spezifischen Säulenwiderstandes her eine Aussage über den Gesamtgehalt an Suspensionen einer vertikalen Luftsäule und damit wahrscheinlich eine neue und präzisere Definition des Luftkörpers zu erhoffen.

Literaturverzeichnis.

1. Israël, H. und G. Lahmeyer: Terr. Magn. **53**, 373—386 (1948).
2. Israël, H.: Ann. d. Meteorol. (im Druck).
3. Lettau, H.: Gerl. Beitr. Geophys. **57**, 171—192 (1941).
4. Möller, F.: Meteorol. Z. **54**, 124—133 (1937).
5. Brown, J. G.: Terr. Magn. **40**, 413—424 (1935).
6. Israël, H.: Meteorol. Rundschau **1**, 200—204 (1947/48).
7. — Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **12**, 75—77 (1950).
8. — Arch. Met. Geoph. Biokl. A I, 247—251 (1948).
9. Dorno, C.: Studie über Licht und Luft im Hochgebirge. Braunschweig 1911.
10. Kuhn, H.: Z. f. Geophys. **9**, 238—252 (1933).
    Israël, H.: Das Klima von Bad Nauheim, Dresden 1937.
11. — Ann. d. Meteorol. (im Druck).

11a. Kasemir, H. W.: Journ. Atmos. Terr. Phys. **1** (1950) (im Druck).

12. Israël, H.: Ann. Géophys. **5**, 196—210 (1949).
13. — Journ. Atmos. Terr. Phys. **1** 29—31 (1950).
14. Bartels, J.: Ann. Hydrogr. **51**, 153—160 (1923); s. auch Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl. p. 279, Leipzig 1938.
    Chapman, S. und J. Bartels: Geomagnetism, **2**, p. 547, Oxford 1940.
    Chapman, S.: Proc. Roy. Soc. Edinburgh 1936, **56**, 1—5.
    Kleinschmidt, E.: Ann. d. Meteorol. **1**, 78—88 (1948).
    Bartels, J. and Johnston: Terr. Magn. **44**, 468—469 (1939).

Säulenwiderstandes in ihrer Abhängigkeit vom Luftkörper noch von den durch die Auswahl möglichen statistischen Selektionseinflüssen zu befreien, ehe sie im einzelnen physikalisch interpretiert werden. Ich bin Herrn Bartels für seinen Hinweis sehr dankbar und im Hinblick auf ähnliche schon früher nachgewiesene Selektionseinflüsse [*14*] überzeugt, daß die *tatsächlichen* Luftkörpereinflüsse bei seiner Berücksichtigung ein etwas verändertes Aussehen werden annehmen können. Über eine Spezialuntersuchung dieser Frage wird später berichtet werden.

551.594.13: 551.508.94

(University College, Dublin.)

The Control of the Electrical Conductivity of the Lower Atmosphere.*

By

J. J. Nolan.

Summary. The electrical conductivity of the atmosphere at any part of the earth's surface depends on the local concentration of small ions. This in turn depends 1. on their rate of production and 2. on their rate of removal. The removal is due principally to attachment to condensation nuclei. Methods are described for counting the nuclei and for determining their sizes and masses. The ratios of charged to uncharged nuclei, when they are in equilibrium with the small ions, are determined for nuclei of various sizes. Observations on nuclei in the free atmosphere show that they are usually not in equilibrium. The difficulty of establishing any simple relation between atmospheric conductivity, rate of ion-production and nucleus concentration is increased by the discovery that the air-borne radioactive matter which contributes to the small-ion production tends to increase with increase of nucleus concentration.

Zusammenfassung. Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre an einer beliebigen Stelle der Erdoberfläche hängt von der örtlichen Konzentration kleiner Ionen ab; diese ist ihrerseits bedingt 1. durch die Ionisierungsstärke und 2. durch die Geschwindigkeit ihrer Vernichtung. Die Vernichtung von Kleinionen ist vor allem auf die Anlagerung an Kondensationskerne zurückzuführen. Es werden Methoden für die Kernzählung und für die Bestimmung von Größe und Maße der Kerne beschrieben. Das Verhältnis von geladenen zu ungeladenen Kernen wird für den Fall, daß sie im Gleichgewicht mit den kleinen Ionen sind, für Kerne verschiedener Größe bestimmt. Kernbeobachtungen in der freien Atmosphäre ergeben, daß dieses Gleichgewicht gewöhnlich nicht besteht. Die Aufstellung einer einfachen Beziehung zwischen der atmosphärischen Leitfähigkeit, dem Prozentsatz der Ionenbildung und der Kernkonzentration wird noch erschwert durch die Feststellung, daß die aus der Luft stammenden radioaktiven Substanzen, die zur Bildung von Kleinionen beitragen, mit einer Zunahme der Kernkonzentration ihrerseits ebenfalls eine Zunahme zeigen.

* Dedicated to Professor Dr. H. Benndorf on the occasion of his eightieth birthday.

Résumé. La conductibilité électrique de l'atmosphère en un endroit quelconque de la terre dépend de la concentration locale des petits ions; celle-ci est à son tour commandée 1. par l'intensité de l'ionisation et 2. par la vitesse de leur disparition. La destruction des petits ions est due surtout à leur dépôt sur des noyaux de condensation. On expose des méthodes de dénombrement des noyaux et de détermination de leur grosseur et de leur masse. On établit le rapport des noyaux chargés aux noyaux non chargés dans le cas où ils sont en équilibre avec les petits ions, et cela pour des noyaux de différentes grosseurs. Des observations de noyaux de l'atmosphère libre prouvent que cet équilibre n'est généralement pas réalisé. Dans la recherche d'une relation simple entre la conductibilité atmosphérique, le taux de formation d'ions et la concentration en noyaux, on se heurte à la difficulté suivante: les substances radioactives provenant de l'air et qui contribuent à la formation de petits ions augmentent en même temps que la concentration des noyaux.

The electrical conductivity of the lower atmosphere is due to the action of a number of ionizing radiations. The contribution of these radiations has been computed by V. F. Hess [*1*] as follows. If q represents the number of ion-pairs produced per cm³ per second,

$$q = q_1 + q_2 + q_3,$$

where q_1 is the rate of production by radioactive matter suspended in the atmosphere, q_2 is that due to radioactive matter in the earth and q_3 is that due to cosmic rays. Hess calculated for q_1 an average value of 4,9, for q_2 an average value of 3,1 and for q_3 an average value of 1,5. He found therefore $q = 4{,}9 + 3{,}1 + 1{,}5 = 9{,}5$. Since 1926, Hess has made slight adjustments, which do not however seriously alter the values quoted. It is important to notice at the outset that while q_2 and q_3 are constant for any given place, q_1 which represents about half of the total, may vary from little more than zero to many times its average value.

If the ions disappear simply by recombination of positives and negatives, we could write down

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2,$$

where n stands for the number of ions per cm³, making no distinction of sign and α is the *recombination coefficient.*

For equilibrium

$$\frac{dn}{dt} = 0 \text{ and } q = \alpha n^2,$$

where $n = \sqrt{q/\alpha}$ now stands for the equilibrium concentration of ions. Taking as round figures $q = 10$ and $\alpha = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ we find $n = 2{,}580$. It is well known that values of this order of magnitude are never found in atmospheric air at ground level under normal conditions.

Soon after Langevin's discovery of the large atmospheric ions in 1905 it was realised that the small ions were being lost by attachment to other bodies in the atmosphere and that the large ions were being produced in this way. The bodies which when charged constitute the

large ions were recognised as the condensation nuclei disclosed and counted in Aitken's experiments. If we rule out for the moment the possibility of doubly charged large ions, it is clear that the small ions may be lost by attachment to uncharged nuclei or to charged nuclei of the opposite sign. If we write N_0 for the concentration of uncharged nuclei and N for the concentration of charged nuclei or large ions, we have, introducing two new coefficients η_0 and η

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \eta_0 n N_0 - \eta n N.$$

Here again we use N for the concentration of large ions without distinction of sign. It may be said that there is ample evidence that normally the concentrations of positive and negative large ions are equal.

Considering the process of formation and destruction of large ions we have

$$\frac{dN}{dt} = \eta_0 n N_0 - \eta n N - \gamma N^2.$$

The last term which represents the loss by recombination of positive and negative large ions may be neglected in comparison with the others, for whatever may be the absolute values of the coefficients, it is agreed that γ is much smaller than η_0 and η.

If we assume that a state of equilibrium exists, then

$$\frac{dN}{dt} = 0 \text{ and } \eta_0 N_0 = \eta N.$$

Substituting in the equation for dn/dt, we have [2]

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - 2 \eta_0 n N_0 \text{ or } \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - 2 \eta n N.$$

The coefficient η is of the same order of magnitude as α. Where nuclei are present in any considerable quantities N will be much greater than n. The term αn^2 may in such cases be neglected and we have for equilibrium the simple relation

$$q = 2 \eta n N = 2 \eta_0 n N_0.$$

If the total number of nuclei per cm^3 be written as Z, $Z = N_0 + 2 N$, and the equilibrium condition where nuclei are plentiful becomes

$$q = \left\{ \frac{2 \eta_0 \eta}{2 \eta_0 + \eta} \right\} Z n.$$

This is in effect the linear recombination law for atmospheric air of Schweidler [3]:

$$q = \beta' n.$$

This simple relation is far from representing the truth as was soon discovered when observations on the concentrations of nuclei and small ions were made at places where the concentration of nuclei varied over a wide range. The control on the small ion concentration by the nuclei appears to be much feebler than the inverse relation suggests. In fact

empirical equations of the form $n Z^{1/2} = \text{const.}$ [4] and $n Z^{1/5} = \text{const.}$ [5] have been proposed in order to fit the experimental results.

Assumptions.

At this stage it might be well to consider the assumptions that have been made in our treatment of the problem.

1. It has been assumed that in any particular place, q the rate of production of ion-pairs per cm^3 is constant. We have already seen that a large part of q, that due to air-borne radioactive material, may be subject to very wide variations. This point will be taken up later.

2. It has been assumed that the laboratory-determined value of α is applicable to conditions of possibly very feeble ionisation in the atmosphere. Investigation [6] has shown that α has the value $1{,}41 \cdot 10^{-6}$ cm^3/sec over a very wide range of ion density. The experiments however raise a certain doubt as to whether the values of q for the ionising radiations, deduced under laboratory conditions with high collecting fields, are appropriate to the state of affairs in the free atmosphere.

3. It has been assumed that the values of η_0 and η are constant. This amounts to assuming that there is no considerable variation in the size or other relevant properties of the bodies which are known to act as condensation nuclei. The fact that LANGEVIN and other observers found an approximately constant value of about 0,00033 cm/sec/volt/cm for the mobility of the large ions produced an impression that the nuclei were more or less uniform in size. This, as we shall see, is far from being true.

4. It has been assumed, by taking $dn/dt = 0$ and $dN/dt = 0$ that a state of equilibrium exists in the atmosphere. Evidence that this assumption is in general incorrect will be adduced later in this paper.

Counting the Nuclei and estimating their sizes.

Investigation of the condensation nuclei has been rendered easier in recent years by two developments. The first of these is the photoelectric method of determining the concentration of nuclei in air. The second is the determination of the diffusion coefficients and velocity of fall under gravity of the nuclei from the loss of particles when air containing them is drawn through narrow passages. From the diffusion coefficients and the rates of fall the radii and the masses of the nuclei may be determined.

The Photoelectric Counter.

The original Aitken nucleus counter, of which many forms have been used, suffered from a number of serious disadvantages. It was somewhat difficult to use and difficult to keep consistently in good working order. It dealt with a very small sample of air. Successive readings of samples from the same source usually showed a very wide scatter. The process of averaging was therefore somewhat hazardous.

The photoelectric counter, based on a suggestion by L. W. Pollak [7], is much easier to use and gives consistent and reproducible results. In one form it consists of a metal tube 60 cm in height and 4 cm in diameter. At the top of the tube is a small electric lamp and at the bottom a photovoltaic cell. The sample of air under test is introduced into the cylinder and held at a pressure of, say 16 cm Hg. above atmospheric. When saturated with water-vapour derived from a moist lining of the tube the air is allowed to expand suddenly. The resulting cloud formed on the nuclei cuts off a certain fraction of the light from the lamp and the reading of the galvanometer connected to the photovoltaic cell is suddenly reduced. It has been shown [7] that it is possible to calibrate this instrument so that it will give accurately the ratio of the concentrations of nuclei in two samples of air. For much of the work on nuclei no more than this is required. For the absolute calibration of the instrument, parallel readings with an Aitken counter are necessary.

Measurements of diffusion coefficients and velocities of fall.

The development of the photoelectric method of counting has made it possible to employ with much precision a method already in use by which the radii and the masses of the nuclei can be determined.

If a stream of air containing particles of any kind is drawn slowly through a tube, particles will be lost from the stream by diffusion to the boundary and fall under gravity. In order that the loss of condensation nuclei from air should be big enough for accurate measurement, it was found best to draw the air slowly between parallel surfaces a short distance apart. When the surfaces are horizontal, loss occurs both by diffusion and fall. When the surfaces are vertical, the loss by fall is negligible. A number of forms of apparatus embodying these ideas have been constructed. They were built up of metal or glass plates, separated by distance pieces, so as to have a number (up to ten) of thin passages of rectangular section in parallel.

When the loss is by diffusion only, the ratio of the concentrations of nuclei leaving and entering is [8, 9]

$$\frac{Z}{Z_1} = 0{,}91\, exp\left\{-3{,}7\,\frac{b\,D\,z}{a\,Q}\right\} + 0{,}053\, exp\left\{-42{,}8\,\frac{b\,D\,z}{a\,Q}\right\}.$$

Where D is the diffusion coefficient, $2a$ the depth, b the breath and z the length of the rectangular passage and Q the volume of air passing per second.

When the loss is by fall under gravity alone, the velocity of fall is given by the relation

$$V_g = \frac{Q\,j}{z\,b}.$$

Where Q, z and b have the same meaning as before and j is the fraction of nuclei lost.

By making experiments with the plates in the horizontal and vertical positions it is possible to separate out the losses by diffusion and gravity.

From the diffusion loss the value of D, the diffusion coefficient may be determined. Application of the Stokes-Cunningham Law makes it possible to calculate the radii of the nuclei from the values of the diffusion coefficients.

Further, if V_g is the velocity of fall under gravity, the mass m of the particles is given by the relation

$$m = \frac{V_g}{D} \frac{k\,T}{g}.$$

Where k is Boltzmann's Constant, T is the absolute temperature and g the acceleration of gravity.

Accuracy of determination of sizes of nuclei.

A test of the accuracy of the methods described is provided by some experiments carried out on nuclei derived from hot platinum [*10*].

In different experiments a length of platinum wire heated to temperatures between 500° C and 1000° C served as a source of nuclei. The nuclei were carried off in a stream of pure air and stored in a gas-holder. The concentration of the nuclei in the gas-holder decreases with time in accordance with the equation

$$-\frac{dZ}{dt} = \gamma Z^2 + \lambda Z.$$

Here γ is the recombination or coagulation coefficient of the nuclei and λ is a coefficient relating to loss by sedimentation and diffusion to the walls of the vessel. The value of λ depends on the dimensions of the vessel. It is possible to estimate the value of λ and hence, by determining the concentration Z of the nuclei after different periods of storage to determine the coagulation coefficient γ. Simultaneous experiments with the diffusion apparatus make it possible to determine the radii of the particles. It is thus possible to determine γ for particles of different sizes.

Smoluchowski's theory [*11*] of the coagulation of homogeneous sols gives the relation

$$\gamma = 8\,\pi\,r\,D$$

r being the radii of the particles which are assumed to be spheres, all of the same size.

The results of measurements on condensation nuclei derived from platinum are given in the following table.

Table 1.

$D \cdot 10^6$	$r \cdot 10^6$	$\gamma \cdot 10^9$	$\gamma/r\,D$
212	0,77	5,2	32
68	1,4	3,2	34
35	2,0	3,1	45
26	2,3	2,0	33
14	3,3	1,9	41

The value of $\gamma/r\,D$ according to Smoluchowski's theory should be $8\,\pi = 25$, approximately. The average value found for the platinum

nuclei is rather greater. It must be remembered that even if the coagulation process starts with particles all of the same radius, after a certain time as a result of coagulation, there will be present a mixture of particles of different sizes. This introduces a heterogeneity factor of the order 1,1 to 1,3 by which the numerical part 8π of the formula must be multiplied.

It must be concluded that the experimental results are as closely in agreement with SMOLUCHOWSKI's theory as could reasonably be expected. We have therefore justification for believing in the accuracy of the method employed for the determination of the radii of the particles.

Determination of mass made, as indicated, from the ratio V_g/D enables us to calculate the density of the particles. For nuclei derived from heated platinum the values found for the density average about 0,60 g/cm³. As the particles are almost certainly composed of platinum, this, at first sight, is a very surprising result. It may be remembered however, that similar low values have been found for smoke particles of material of real high density. The explanation is probably the same as that put forward in the case of the smokes, namely that the particles observed are built up by the coagulation process into loose clusters — snowflakes rather than hailstones.

A number of determinations of density made on ordinary atmospheric condensation nuclei give values close to unity. This is in agreement with the view that the ordinary atmospheric nucleus consists of a sphere of water formed around some primary hygroscopic particle.

Experiments on nuclei under Equilibrium Conditions.

If we make observations on nuclei in air contained in a gas-holder, we find that the nuclei are gradually increasing in size as a result of coagulation. We can at any time determine the size of the nuclei by observing the loss when some of the enclosed air is passed through the diffusion apparatus. We can also at the same time determine the ratio Z/N_0, total nuclei to uncharged nuclei, by passing some of the air through a condenser to which a field is applied sufficient to remove all charged nuclei and taking the ratio of nuclei per cm³ entering to nuclei leaving.

$$\text{The ratio } Z/N_0 = (N_0 + 2N)/N_0 = 1 + 2\,\frac{N}{N_0}.$$

In air which has been standing for some hours in a vessel it is certain that equilibrium in the distribution of charge between small and large ions will have been attained. Hence N/N_0 will be equal to η_0/η and therefore

$$\frac{Z}{N_0} = 1 + 2 \cdot \frac{\eta_0}{\eta}.$$

The recombination coefficient η between large ions of one sign and small ions of the opposite sign will be greater than η_0, that between uncharged nuclei and small ions. Hence in general

$$\frac{Z}{N_0} < 3.$$

If the particles are so big that the effect of their electric charge on the collision frequency with small ions is negligible, then $\eta_0 = \eta$ and $Z/N_0 = 3$, its maximum possible value.

These considerations hold good only if the possibility of multiple charges on the nuclei is excluded. When double charges appear on some of the nuclei, values of Z/N_0 greater than 3 are possible and are in fact observed.

In the experiments described, equilibrium values of Z/N_0 have been determined for nuclei of different sizes derived from platinum. A smooth curve drawn through the values of Z/N_0 against radius gives the values set out in the following table.

Table 2.

Radius of Nuclei	Equilibrium value of Z/N_0
$1 \cdot 10^{-6}$ cm	1,20
2	1,58
3	1,87
4	2,18
5	2,41
6	2,62

There are two theoretical relations by help of which we may compute values of η_0/η to compare with these derived from the experimental determinations of the equilibrium values of Z/N_0. There is first the equation of WHIPPLE [*12*].

$$\eta - \eta_0 = 4\pi e w,$$

where e is the electronic charge and w is the small ion mobility.

Secondly there is HARPER's equation [*13*]

$$\eta_0 = Hr\,[1 - exp\,(-c\,r)],$$

where r is the radius of the nucleus, $H = 6\pi d$ and $c = 1/2\mu$, d and μ being the diffusion coefficient and the mean free path of the small ions.

It is possible to find by trial values of the parameters H and c, so that, when we combine the WHIPPLE and the HARPER formula, we can calculate for η_0/η and consequently for the equilibrium ratio Z/N_0 values closely agreeing with those experimentally found. This agreement extends from the smallest values of the radius up to about $4 \cdot 10^{-6}$ cm. The departure for values above $4 \cdot 10^{-6}$ cm is clearly due to the occurrence of multiple charges, for in the case of nuclei of greater radius than about $8 \cdot 10^{-6}$ cm, the experimental value of Z/N_0 exceeds 3, which as we have seen is impossible if we have only to consider the equilibrium between uncharged and singly charged nuclei.

The value of c assumed in the calculations is $0{,}25 \cdot 10^6$. This corresponds to $\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ cm, HARPER's suggested value for the mean free path of the small ions. The value of H which best fits the experimental results is 1,27. According to HARPER's theory $H = 6\pi d$. Taking a probable

value for small ion mobility and converting mobility w to diffusion coefficient d by the well-known relation $w = de/kT$, we find that H should be 0,63. The combination of the WHIPPLE and HARPER theories therefore gives a close fit to the experimentally determined values of the ratio except for a 2 : 1 discrepancy in one of the constants in HARPER's equation.

The results of these investigations are:

a) that since we know the equilibrium values of Z/N_0 for particles of different sizes, we are enabled by measuring Z/N_0 and the radii of atmospheric nuclei to decide whether equilibrium has been attained in any given case.

b) If we ignore the discrepancy in the value of HARPER's constant H in view of the otherwise good agreement between theory and experiment, we can proceed to calculate values of η_0 and η for nuclei of different sizes.

Taking the latter point first we obtain the values in Table 3.

Table 3. *Calculated values of coefficients for nuclei of different sizes.*

Radius	η_0	η	η/η_0	*Equil.* $\frac{Z}{N_0} = 1 + 2 \cdot \eta_0/\eta$
$1 \cdot 10^{-6}$ cm	$0{,}28 \cdot 10^{-6}$	$2{,}7 \cdot 10^{-6}$	9,6	1,2
2	1,0	3,4	3,4	1,6
3	2,0	4,4	2,2	1,9
4	3,2	5,6	1,7	2,2
5	4,6	7,0	1,5	2,3
6	5,9	8,3	1,4	2,4

Comparing the equilibrium values of Z/N_0, calculated from the ratio η_0/η which are given in the last column with those of Table 2, we note the divergence for values of the radius greater than $4 \cdot 10^{-6}$ cm, which we have already attributed to the appearance of multiple charges found experimentally in the case of the larger nuclei.

Observations on Atmospheric Nuclei.

In making observations on the nuclei in the free atmosphere we are dealing with quantities subject to very rapid fluctuations. If our observations are not to be affected by these fluctuations duplex apparatus must be set up. In order to measure the diffusion coefficients of the nuclei, for example, two photoelectric counters are used. One of these gives the concentration of nuclei in the air issuing from the diffusion apparatus, while the other gives simultaneously the concentration in a parallel air-stream passing through a space of volume equal to that of the diffusion apparatus. Hence we find at any instant the ratio Z/Z_1 from which to calculate the diffusion coefficient. In the same way, in order to find the ratio Z/N_0, simultaneous observations are made on

parallel air-streams, one of which passes through a condenser to which a field sufficient to remove all charged nuclei can be applied.

In this way it has been possible recently [*14*] to obtain direct information about nuclei in the free atmosphere. The values found for the radii of the nuclei vary between $1 \cdot 10^{-6}$ cm and $6 \cdot 10^{-6}$ cm, but the bulk of them lie between $2 \cdot 10^{-6}$ cm and $3{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm. The high values are characteristic of foggy conditions. In fact a high degree of correlation has been found [*15*] between the size of the nuclei and the humidity of the atmosphere. This is in accordance with the assumption that the nuclei are, in effect, composed of aqueous solutions of such substances as sulphuric acid and that the equilibrium size of the particle is determined by the vapour tension.

Absence of Equilibrium.

Simultaneous determinations of Z/N_0 and radius show that in general the condition is not one of equilibrium. The values of Z/N_0 for any one size show a very wide scatter. The equilibrium values of Table 2 however appear only as the higher limit, the bulk of the values being much lower. For example, a cluster of values for radius about equal to $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm. shows a value for Z/N_0 of about 1,25. Equilibrium requires a value of 1,72. In other words, instead of the ratio uncharged nuclei to charged nuclei of one sign being 100: 36, as required for equilibrium, it is in fact 100: 12. The values which approach to equilibrium ratios were found during misty or foggy weather.

This suggests that the nuclei are all (or nearly all) uncharged at the moment of production. Between production and observation there is in general not sufficient time for them to come into equilibrium with the small ions of the atmosphere. Approach to equilibrium may be found in foggy conditions when the air is at rest and the nuclei observed are likely to be of greater age than usual. That this delay in equilibrium is probable under ordinary atmospheric conditions is suggested by the following approximate treatment.

If we consider Z nuclei per cm^3 all originally uncharged, in a medium where the concentration of small ions is n, assumed constant.

Then for $t = 0$, $N = 0$ and at any subsequent time

$$N = \frac{Z}{l+2}\{1 - exp\,[-\eta_0 \cdot (l+2)\, n\, t]\},$$

where $l = \eta/\eta_0$.

The time required for N to grow to half its equilibrium value will be $0{,}7/(2\,\eta_0 + \eta)\, n$. Taking $n = 100$ for places where nuclei are plentiful the time for half-equilibrium will be of the order 10 to 15 minutes. In country districts where n is greater, the time for equilibrium will be shorter. The assumption of a constant value of n for this approximate calculation is justified by the fact that, if q the rate of ion-production has a normal value, n will reach its equilibrium value much more rapidly than N.

Approximation to the Linear Recombination Law for Larger Nuclei.

If, neglecting αn^2, we write for the equilibrium equation

$$q = [\eta_0 N + \eta N] n = [\eta_0 (Z - 2N) + \eta N] n = b Z n$$

we have

$$b = \eta_0 + (\eta - 2\eta_0) \frac{N}{Z}.$$

It is clear [*14*] that if $\eta = 2\eta_0$, b is independent of N/Z, that is, of the degree of equilibrium attained and equal to η_0. This will be true, if the values of η/η_0 in Table 3 are correct, for nuclei of radius $3{,}3 = 10^{-6}$ cm. For values of the radius between $2 \cdot 10^{-6}$ and $6 \cdot 10^{-6}$ cm., the change in b produced by a considerable change in N/Z will not be very serious. The relative independence of b on the degree of equilibrium breaks down for nuclei of the order radius $= 1 \cdot 10^{-6}$ cm. and smaller, but it is clear that over a considerable range of the larger sizes, the relation between Z and n can be expressed fairly accurately by the equation $q = b Z n$.

The Schweidler law may therefore be expected to hold approximately for large nuclei, whether there is equilibrium or not. It breaks down in the free atmosphere where there is the possibility of the presence of fresh nuclei which have not had time to grow by coagulation or any other process and which have not had time to achieve equilibrium with the small ions.

Associated Variation of q and Z.

The values of q_1, q_2 and q_3, calculated by Hess, which were quoted at the beginning of this paper are average values appropriate to the lower layers of the air over land areas. The values of q_1 and q_2 will obviously not hold good over the oceans. We have already seen that over land, q_1 is likely to vary widely.

Observations have recently been made [*16*] near Dublin on the atmospheric content of Radium A by a modification of Gerdien's method.

Observations on the nucleus content of the air were made simultaneously over a period of some months. The results of these observations are summarized in the following table.

Table 4.

Z	5000	5000 — 10,000	10,000 — 20,000	20,000 — 30,000	> 30,000
Ra A atoms $\cdot 10^{-5}$/cm^3 ..	7,4	7,5	10,1	15,5	27,3
No. of observations	67	152	139	32	21

These results show that there is a distinct tendency for high values of nucleus content to be associated with high values of *RaA* content. It would appear that the conditions (calm, temperature inversion, etc.) which favour the accumulation of nuclei near the ground also favour the accumulation of radioactive carriers. Of the total q calculated by Hess, on the average about half would appear to be subject to a wide range of variation in association with the variation of Z.

Conclusions.

Before summing up the position, it must be remembered that measurements of the sizes of the nuclei in atmospheric air have so far been made at only one place, that is, in the city of Dublin. With that reservation we may state:

1. That the sizes of the nuclei which control the small-ion content and hence the conductivity of the lower atmosphere appear to vary over a considerable range.

2. That the corresponding coefficients of combination with small ions also show a wide range of variation.

3. That in general, when the nuclei come under observation, a state of equilibrium with the small ions has not been reached.

4. That if the nuclei are within a certain range of sizes, the Schweidler law $q = b Z n$ may hold approximately, even if the state is not one of equilibrium. Freshly produced nuclei may be too small to permit of this approximate conformity.

5. That the problem of the relation between small-ion content and the concentration of nuclei is complicated by the apparent fact that the radioactive content of the atmosphere increases with the content of nuclei.

In the light of these tentative conclusions it may be suggested that many of the discrepancies which have appeared in measurements of the quantities concerned in the electrical conductivity of the atmosphere at different parts of the earth might be reconciled if measurements could be made of the sizes of the nuclei concerned in the control of the ionization in each case.

References.

1. Hess, V. F.: Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre. Braunschweig 1926.
2. Nolan, J. J., R. K. Boylan and G. P. de Sachy: Proc. Roy. Irish Acad. **37**, 1 (1925).
3. Schweidler, E. von: Wiener Ber. **127**, 953 (1918); **128**, 947 (1919); **133**, 23 (1924).
4. Nolan, P. J.: Proc. Roy. Irish. Acad. **38**, 49 (1929).
5. Wright, H. L.: Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **61**, 93 (1935).
6. Nolan, P. J.: Proc. Roy. Irish. Acad. **49**, 67 (1943).
7. Nolan, P. J. and L. W. Pollak: Proc. Roy. Irish. Acad. **51**, 9 (1946).
8. Nolan, J. J. and V. H. Guerrini: Proc. Roy. Irish. Acad. **43**, 5 (1935).
9. Nolan, J. J., P. J. Nolan and P. G. Gormley: Proc. Roy. Irish. Acad. **45**, 47 (1938).
10. Nolan, P. J. and E. L. Kennan: Proc. Roy. Irish Acad. **52**, 171 (1949).
11. Smoluchowski, M. von: Z. physik. Chemie **29**, 129 (1918).
12. Whipple, F. J. W.: Proc. Phys. Soc. **45**, 367 (1933).
13. Harper, W. R.: Phil. Mag. **18**, 97 (1934); **20**, 740 (1935).
14. Nolan, P. J. and D. J. Doherty: Proc. Roy. Irish Acad. **53**, 163 (1950).
15. Nolan, P. J. and P. G. Tedde: Arch. Met. Geoph. Biokl. A. **2**, 374 (1950).
16. Burke, T. and J. J. Nolan: Proc. Roy. Irish. Acad. **53**, 145 (1950).

551.594.12: 551.584

(Institutet för Högspänningsforskning vid Uppsala Universitet.)

Variationen des Ionengehaltes in der bodennahen Luftschicht*.

Von

Harald Norinder und **Reinhards Siksna.**

Mit 7 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Bei den während der letzten Jahre ausgeführten Messungen der Ionenkonzentrationen in der bodennahen Luftschicht am Institut für Hochspannungsforschung der Universität Uppsala ergaben sich mehrere Arten von zeitlichen Variationen des Ionengehaltes, die mit Änderungen der gewöhnlichen meteorologischen Faktoren nicht erklärt werden können. Es werden solche Variationen während Gewitterschauern und während klarer stiller Sommernächte beschrieben und zu deuten versucht. Die nächtliche Ionenzunahme in Bodennähe wird mit der Ansammlung von Emanation in der bodennahen Luftschicht in Verbindung gebracht.

Summary. Measurements of ion concentrations in the layers of air near the ground carried out during the past years at the Institute of High Tension Research of Uppsala University indicate that there are certain time variations of the ion content which cannot be explained by the variations of the usual meteorological parameters. This article describes variations during thunderstorm showers and on clear calm summer nights. It may be proposed that the ion content variations in the latter case is due to the accumulation of emanation in the layer of air near the ground.

Résumé. Les mesures de concentration d'ions au voisinage du sol effectuées ces dernières années à l'Institut des Recherches à Hautes Tensions de l'Université d'Uppsala ont montré que la teneur en ions varie de plusieurs façons avec le temps sans que l'on puisse mettre en cause les facteurs météorologiques ordinaires. On décrit de telles variations pendant des averses orageuses et pendant des nuits claires d'été, et on cherche à les expliquer. L'accroissement nocturne de la teneur en ions au voisinage du sol est mis en parallèle avec la concentration croissante de l'émanation dans ces couches basses de l'air.

Im Zusammenhang mit gewissen Problemen, die am Institut für Hochspannungsforschung der Universität Uppsala bearbeitet werden,

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

sind seit 1948 Untersuchungen über spezielle luftelektrische Fragen im Gang. Als erste Aufgabe wurde die Untersuchung der Kleinionenkonzentration und ihrer Variationen aufgegriffen, um eine erste Übersicht über diesen Gegenstand für Schweden und besonders für den Beobachtungsort zu erhalten. Da es unsere Absicht war, die Messungen bei beliebigem Wetter, insbesondere auch im Winter ausführen zu können, mußte zunächst eine dafür geeignete Versuchsanordnung geschaffen werden: Zu diesem Zwecke wurden die Apparate, zwei zur Verfügung stehende Ebertsche Ionenzähler, in einer gut wärmeisolierten Hütte untergebracht; das Einsaugen der Luft erfolgte durch eine ebenfalls gut wärmeisolierte Kiste, die mit der Außenluft in Verbindung stand. Auf diese Weise gelang es, die Temperatur der Apparate stets über der der Außenluft zu halten und damit Isolationsschwierigkeiten zu vermeiden, ein Verfahren, das sich während der ganzen Beobachtungszeit gut bewährte. Um die Bedienung der Apparate zu erleichtern, wurde die uhrwerkgetriebene Ventilation der Ebertschen Ionenzähler durch Ventilation mittels eines Staubsaugermotors ersetzt. Ferner wurde eine Reguliermöglichkeit für den Luftstrom vorgesehen, die es gestattete, die Ansauggeschwindigkeiten beliebig einzustellen, was für gewisse Zwecke und unter gewissen Umständen von großer Bedeutung war. Eine ausführliche Beschreibung der Anordnung und der Meßweise siehe in [*1*].

Die Messungen der Kleinionenvariationen erbrachten während einer sechzehntägigen ununterbrochenen Meßreihe um die Wintersonnenwende 1948, einer ähnlichen dreizehntägigen Reihe um die Sommersonnenwende 1949 und zahlreichen Einzelmessungen folgende Ergebnisse [*1*], [*2*]:

Im Mittel war die Konzentration verhältnismäßig hoch und betrug etwa $n = 1000\ \mathrm{cm}^{-3}$; die Zahl der positiven Ionen überwog im allgemeinen die der negativen.

In Abhängigkeit von meteorologischen Umständen traten Variationen auf, die mehr oder weniger gut mit dem Einfluß der verschiedenen meteorologischen Faktoren erklärt werden konnten.

Im allgemeinen ließen sich diese Variationen so erklären, daß Luftmassen mit erhöhter Konzentration der Ionen oder der Kondensationskerne zum Beobachtungsort gelangt sein mußten. Gelegentliche Erhöhungen des Gehaltes an negativen Kleinionen über den an positiven, wie sie bei gewöhnlichem ruhigem Regen gefunden wurden, sind als Folge des Lenard-Effektes zu verstehen. Es mag dazu erwähnt werden, daß bei solchen Erhöhungen der negativen Ionenzahlen die Zahlen der positiven Ionen unverändert blieben bzw. in einigen Fällen sogar etwas abnahmen.

Neben diesen leicht erklärbaren Variationen wurden zwei andere Arten von Konzentrationserhöhungen beobachtet, für die eine andere Erklärung gesucht werden mußte. Sie sollen etwas ausführlicher besprochen werden:

Die erste Art dieser besonderen Variationen wurde während Gewitterschauern beobachtet (über ältere Beobachtungen dieser Art siehe Literatur

verzeichnis von [*1*]). Wir haben diese näher untersucht und sind dabei zu folgendem Ergebnis gelangt:

Abb. 1 zeigt ein typisches Beispiel der zeitlichen Änderung des Ionengehaltes während eines Gewitters. Das Gewitter entlud sich in der nächsten Umgebung des Beobachtungsortes: mehrere Blitzeinschläge erfolgten im Abstand von einigen hundert Metern; sie sind am oberen Rand der Abbildung vermerkt. Ein direkter Einfluß der Blitzentladungen auf den Ionengehalt war nicht festzustellen; dagegen ergab sich als die Regel eine sehr starke Erhöhung der Ionenzahl beider Vorzeichen

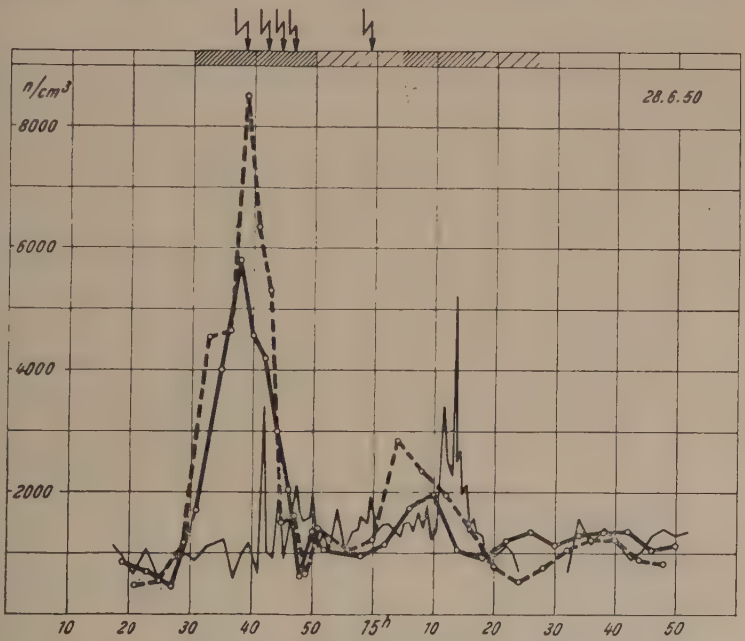


Abb. 1. Variationen der Ionenkonzentration während eines Gewitterregens.
– – – leichte negative Ionen, ——— leichte positive Ionen, ——— schwere positive Ionen.

während der Gewitterschauer, wie es z. B. Abb. 1 deutlich zeigt (die Intensität des Niederschlages ist im oberen Teil der Abbildung durch Schraffur angedeutet): Die beiden dargestellten Erhöhungen der Ionenzahlen stehen in unmittelbarem Zusammenhang mit dem Beginn des heftigen Schauerniederschlages. Wie man aus der Abbildung ersieht, erhöht sich die Konzentration der negativen Ionen (gestrichelte Linien) wesentlich stärker, als die der positiven (ausgezogene Linien), doch zeigt auch die letztere eine deutliche Erhöhung. Mag also die Zunahme der negativen Ionen auch teilweise dem Lenard-Effekt zuzuschreiben sein, so bleibt als charakteristischer Unterschied zwischen ruhigem Regen und Gewitterschauern doch der bestehen, daß bei jenem nur die negativen Kleinionen, bei Schauern dagegen negative *und* positive Kleinionen zu-

nehmen. Neben den Variationen der Kleinionen nach Messungen mit den Ebert-Aspiratoren sind in Abb. 1 die Veränderungen der positiven Großionenzahlen (nach Messungen mit dem Israël-Ionenzähler) eingetragen. (Seit Anfang 1950 sind zahlreiche gleichzeitige Messungen von Klein- und Großionen am hiesigen Institut durchgeführt worden). Überraschenderweise zeigt danach auch die Konzentration der positiven Großionen eine Erhöhung während der Schauer. Die feineren Schwankungen der Großionenzahlen, die bei den Kleinionen fehlen, erklären sich durch die höhere Elektrometer-Empfindlichkeit bei diesen Messungen. Eine weitere merkwürdige Tatsache ist bei diesen Ionen-Variationen während Gewitterschauern das rasche Abklingen der Erhöhungen.

Die oben beschriebene Art der Variationen ist typisch für Gewitterschauer und wird auch beobachtet, wenn das Gewitter selbst sich in größerem Abstand vom Beobachtungsort entlädt. Man kann für diese Erscheinung eine Deutung in folgender Weise versuchen. Wir knüpfen an einige Ergebnisse des grandiosen amerikanischen „Thunderstorm-Projektes" an, über das 1949 ein zusammenfassender Bericht von dessen Leiter Byers erschienen ist [*3*]: Im Vordergrund dieser Untersuchungen standen die Turbulenz und die großräumigen Vertikalbewegungen der Luft: es stellte sich heraus, daß bei dem Ablauf der Bildung und Auflösung eines Gewittergebietes der Fallwind bei weitem der markanteste Zug der ganzen Erscheinung ist. Man kann sich die Frage stellen, ob dieser Fallwind auch Luft mit höherer Ionenkonzentration aus der Höhe in die bodennahe Schicht der Atmosphäre zu bringen vermag. In einem anderen Bericht über einige frühere Untersuchungen im Rahmen des amerikanischen Army-Navy-Precipitation-Static Project [*4*] wird erwähnt, daß neben anderen Faktoren auch die Leitfähigkeit und der Ioneninhalt der Luft in höheren Atmosphärenschichten gemessen wurden. Eine Veröffentlichung dieser Ergebnisse steht leider noch aus. Es wäre denkbar, daß diese unsere Messungen, falls sie mit den erwähnten amerikanischen Messungen im Einklang stehen, Aufschluß über die Ionenkonzentrationsverhältnisse im Inneren eines Gewitters geben können. Wir haben z. B. während eines sehr heftigen Gewitterregens beobachtet, daß bei einem Hagelschauer die Konzentration der Ionen beider Vorzeichen noch weiter zunahm, und sind versucht, dies damit in Verbindung zu bringen, daß der Hagel aus noch höheren Schichten der Wolke stammt als der Regen.

Im Zusammenhang mit den eben besprochenen Variationen der Ionenkonzentrationen sei noch ein besonderer Fall erwähnt, der in Abb. 2 dargestellt ist [*5*]. Während eines mit Sicherheit nicht gewittrigen Regens trat bei einer schauerartigen Verstärkung desselben (s. Schraffur im oberen Teil der Abbildung) plötzlich ein — wenn man so sagen darf — Ionenschauer auf, bei dem alle drei zur Messung kommenden Ionenarten (positive und negative Kleinionen, positive Großionen) stark anstiegen. Besonders merkwürdig ist dabei die Gleichzeitigkeit der Zu- und Abnahme aller drei Ionarten und der überraschend große Zuwachs der Konzentration der Großionen. Man muß annehmen, daß Ionenerzeuger in erhöhter Konzentration durch den Regenschauer nach unten gebracht

werden, daß sie also in der Wolkenluft schon vorhanden waren. Wenn also nach den oben beschriebenen Messungen eine solche Ionenzunahme als Gewittereigenschaft gedeutet werden darf, so besagt unser Meßbefund, daß diese Wolke Gewittereigenschaften gehabt haben muß, ohne daß diese durch Entladungen sichtbar geworden sind.

Eine andere Art von Kleinionenvariationen, über die wir hier berichten wollen, wurde während der erwähnten Meßreihe im Sommer 1949 beobachtet [2]: während der ersten vier Tage dieser Reihe herrschte Schönwetter mit klaren bzw. fast klaren und nahezu windstillen Nächten. Während dieser Nächte ergab sich eine starke Zunahme der Kleinionenzahlen beider Vorzeichen. Abb. 3 gibt ein Beispiel eines solchen nächtlichen Ganges. Oben hatten wir die am Meßort auftretende Erhöhung der Ionenzahlen damit erklärt, daß die zum Meßort gelangende Luft diese veränderte Ionenkonzentration mitbringt. Dies kann angesichts der herrschenden Wetterlage im Falle der nächtlichen Ionenzunahme nicht angenommen werden. In diesen Fällen müssen wir den Grund am Meßort selbst suchen. Es liegt nahe, als Erklärung eine Vermehrung der die Ionisation erzeugenden radioaktiven Stoffe in der bodennahen Luftschicht anzunehmen, die etwa durch Ansammlung der aus dem Boden exhalierten Emanation in Bodennähe zustande kommen kann.

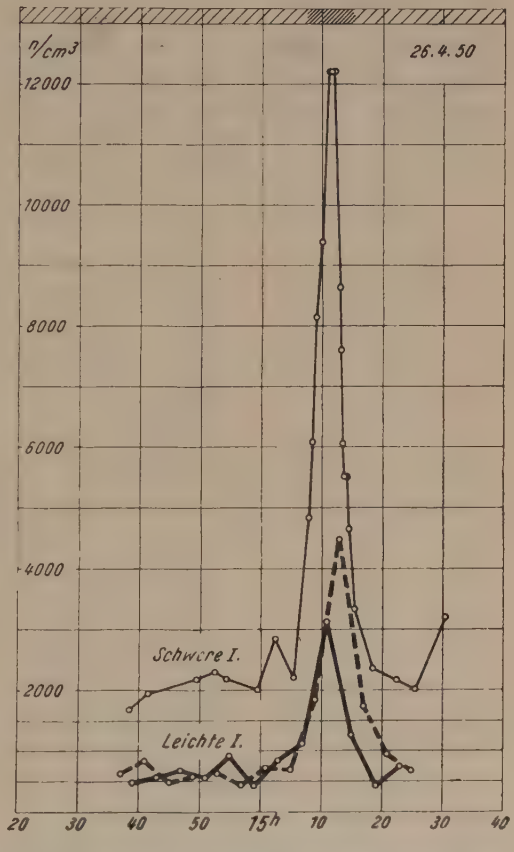


Abb. 2. Variationen der Ionenkonzentration während eines Regenschauers.
— — — leichte negative Ionen, ——— leichte positive Ionen, — —— schwere positive Ionen.

Daß die Verhältnisse für eine solche Ansammlung von Emanation während der Zeit der Erhöhung der Ionenkonzentration günstig war, erkennt man aus den in Abb. 3 eingetragenen Gängen der Temperatur, der absoluten und der relativen Feuchte; da außerdem, wie schon gesagt,

Windstille oder nur ganz schwache Luftbewegung herrschte, so ist sicher anzunehmen, daß während der Beobachtungszeit keine oder nur eine ganz schwache vertikale Durchmischung der Luft erfolgen konnte; diese Verhältnisse entsprechen etwa denen, bei denen Messerschmidt [7] eine Anreicherung von Emanation in der bodennahen Schicht fand. Ähnliche Beobachtungen über Emanationsanreicherung bei entsprechenden Wetterbedingungen beschreiben Becker [8] und Deij [9]. Die beiden letztgenannten Autoren konnten außerdem zeigen, daß in der Schicht ganz nahe dem Boden der Emanationsgehalt höher ist als in 13 bzw. 10 m Höhe, und daß, wenn der Gehalt am Boden eine zeitliche Welle zeigt, die Welle in der Höhe 13 bzw. 10 m mit einer Verspätung um 2 bis

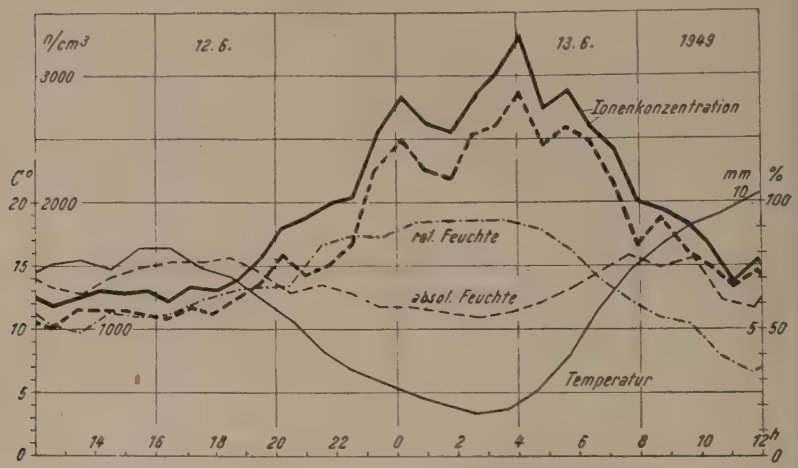


Abb. 3. Variationen der Konzentration der leichten Ionen während einer klaren stillen Sommernacht. — — — negative Ionen, ——— positive Ionen.

3 Stunden eintritt. Nun hat Hess [10] schon früher gezeigt, daß zwischen dem radioaktiven Induktionsgehalt der Luft und der Ionenkonzentration in der Atmosphäre eine gewisse Parallelität besteht. Deshalb können wir die in Abb. 3 gezeigten Variationen mit der Anreicherung der aus dem Boden exhalierten Emanation und deren Folgeprodukte erklären. Die Ansammlung der Emanation in der bodennahen Luftschicht wird in solchen Fällen durch die gegebenen Wetterbedingungen begünstigt.

Ob eine solche Anreicherung an allen Stellen der Erdoberfläche in so ausgeprägter Form auftreten wird, ist allgemein nicht zu beantworten. Daß in unserem Fall die Umstände dafür günstig waren, zeigen einige unserer Untersuchungen über den Gehalt der Luft an radioaktiven Stoffen im Institut und in seiner Umgebung. Diese Untersuchungen [11], [12] wurden nach der Aktivierungsmethode in der Weise angestellt, daß der an negativer Spannung liegende Aktivierungskörper nach Schluß der Aktivierungszeit mit einem ebenen Stück seiner Oberfläche auf eine silber

reiche photographische Emulsion (Ilford Nuclear Research Emulsion) gelegt wurde. Die von den α-Teilchen in der Emulsion erzeugten Spuren wurden dann mikroskopisch ausgemessen und nach den Reichweiten in Histogrammen zusammengestellt. Mit dieser Methode konnte gezeigt werden, daß sich in einem Raum des Institutsgebäudes sehr große Mengen von Zerfall-produkten von Radon ansammelten, während Th-Produkte fast völlig fehlten (Abb. 4). In der Außenluft dagegen konnten auch Thoriumprodukte festgestellt werden (Abb. 5). Die im Vergleich zu den Radonprodukten große Zahl der Thoronzerfallsprodukte in Abb. 5 kann bezüglich der mengenmäßigen Verteilung täuschen; denn, wie l. c. ge-

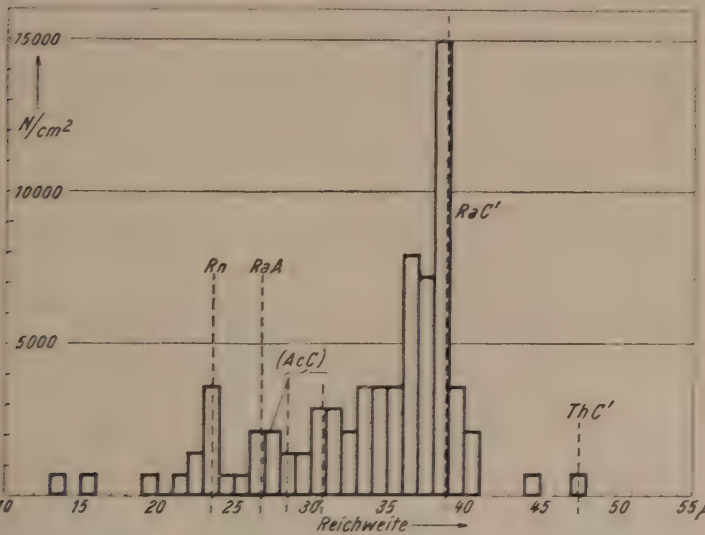


Abb. 4. Reichweiten-Spektrum der α-Teilchen in photographischer Emulsion, exponiert an einem in einem Kellerraum des Instituts elektrisch aktivierten Körper. Elektrische Exposition 8 Stunden, photographische Exposition 60 Stunden.

zeigt wurde, ist es sogar noch bei einem Verhältnis Rn : Tn = 10^4 bei entsprechender Wahl der elektrischen und photographischen Expositionsdauer möglich, die Zahl der Spuren der Thoronprodukte größer als die Zahl der Radonprodukte zu machen.

Als Hauptergebnis der Untersuchung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Stoffen im Institut und in seiner Umgebung hat sich für die hier behandelten Fragen gezeigt, daß das Institut sich offenbar an einem Ort befindet, wo eine starke Exhalation der Emanation stattfindet. Es ist deshalb auch nicht verwunderlich, daß in Bodennähe im Freien bei günstigen Wetterverhältnissen eine Emanationsanreicherung stattfinden kann, die dann zusammen mit ihren Zerfallsprodukten die Erhöhung der Ionenkonzentration hervorruft.

Im Zusammenhang mit der Anreicherung der Emanation in der bodennahen Luftschicht bei entsprechender Wetterlage erhebt sich ferner

die Frage, ob sich ein vertikales Konzentrationsgefälle des Ionengehaltes feststellen läßt. Zur Untersuchung dieser Frage wurde die eingangs skizzierte Meßanordnung so abgeändert, daß Luftproben zur Ionenmessung aus verschiedenen Höhen über dem Boden entnommen werden konnten. Die Messungen dieser Art sind noch im Gange, so daß noch keine abschließenden Ergebnisse mitgeteilt werden können. Doch mögen im folgenden einige Beispiele zeigen, daß der erwartete Effekt eines vertikalen Konzentrationsgefälles der Ionen bei entsprechender Wetterlage tatsächlich auftritt. Abb. 6 und 7 geben Beispiele solcher Messungen. In Abb. 6 sind die Variationen der Ionenkonzentrationen während der Nacht vom 16. zum 17. Juli 1950 dargestellt. Es war vorher eine Woche

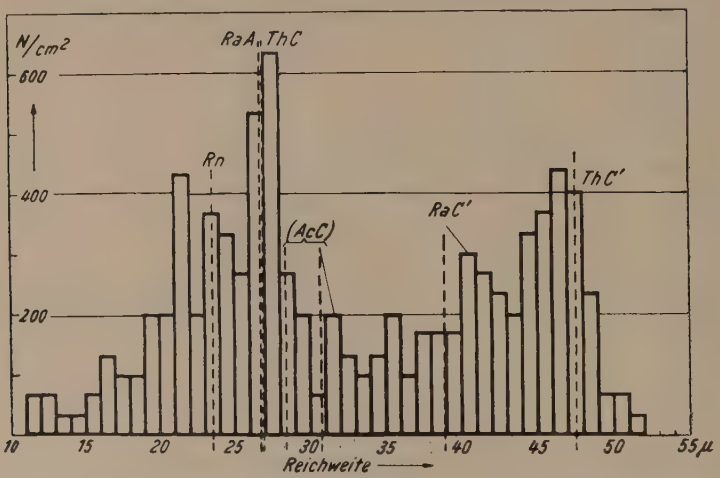


Abb. 5. Reichweiten-Spektrum der α-Teilchen in photographischer Emulsion, exponiert an einem in freier Luft elektrisch aktivierten Körper. Elektrische Exposition $9^1/_2$ Stunden, photographische Exposition 63 Stunden.

lang kein Regen gefallen, der Boden also sehr trocken. Gemessen wurde in zwei Höhen $h_1 = 0{,}1$ m und $h_2 = 2{,}1$ m. Der Anstieg erfolgte kurz vor dem Sonnenuntergang und war am Anfang für $h_1 = 0{,}1$ m ungefähr dreimal stärker, als für $h_2 = 2{,}1$ m. In 0,1 m Höhe bleibt dann der Ionengehalt einige Zeit konstant, um später wieder abzunehmen; in 2,1 m Höhe dagegen nimmt der Ionengehalt während der Nacht allmählich zu. Etwa 3 bis 4 Stunden nach Sonnenaufgang sinken dann in beiden Niveaus die Ionenzahlen wieder auf den für die Tagesstunden typischen Wert zurück.

Daß die Zahlen der Kleinionen in diesem Fall kleiner sind, als in Abb. 3, liegt an der veränderten Einsaug-Anordnung: In dem jetzt verwandten zirka 2,5 m langen und 30 mm weiten Einsaugrohr (Metallschlauch), das auf die jeweils gewünschte Einsaughöhe eingestellt werden kann, geht ein Teil der Kleinionen durch Adsorption an den Wänden verloren. Vergleichsmessungen mit und ohne Rohr ergaben einen zirka

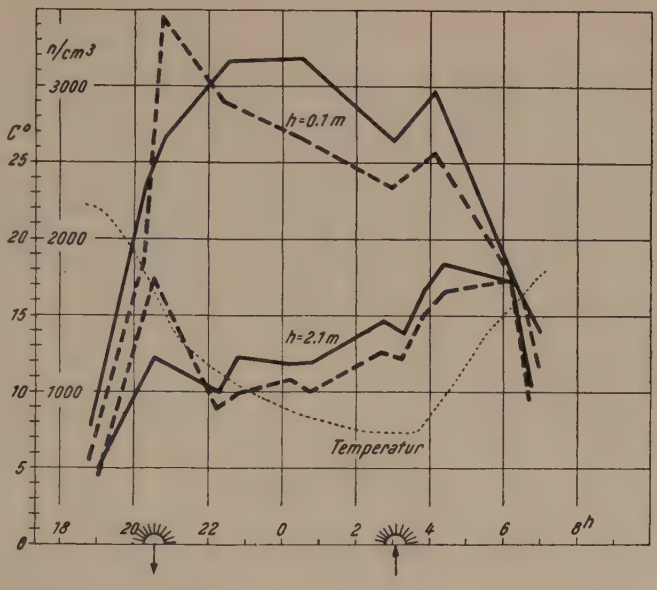


Abb. 6. Variationen der Konzentration der leichten Ionen in atmosphärischer Luft in verschiedener Höhe über dem Boden. $h_1 = 0{,}1$ m und $h_2 = 2{,}1$ m.
——— positive Ionen, — — — negative Ionen.

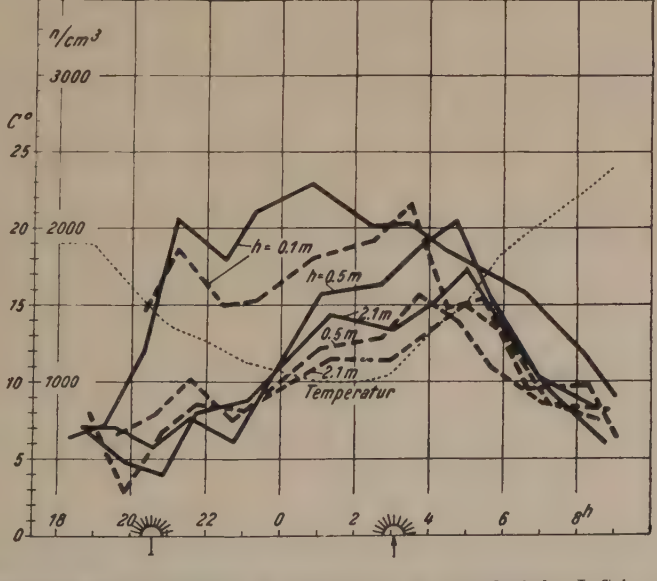


Abb. 7. Variationen der Konzentration der leichten Ionen in atmosphärischer Luft in verschiedener Höhe über dem Boden. $h_1 = 0{,}1$ m, $h_2 = 0{,}5$ m und $h_3 = 2{,}1$ m.
——— positive Ionen, — — — negative Ionen.

50prozentigen Absorptionsverlust. Eine andere Ursache für die in Abb. 6 kleineren Ionenzahlen kann im Wechsel des Beobachtungsortes liegen; die in Abb. 3 dargestellten Messungen wurden nämlich an einem gegenüber der jetztigen Meßstelle stärker windgeschützten Ort ausgeführt, an dem aus anderen Gründen auch eine erhöhte Exhalation von Emanation erwartet werden konnte.

In diesen Messungen wurden außer den Kleinionen auch die Großionen mitverfolgt. Diese wurden in ihrer Konzentration beim Durchströmen des langen Ansaugrohres nicht verändert, wie Vorversuche zeigten. Auch sie ergaben einen Anstieg während der Nacht; ein merklicher Unterschied zwischen den beiden Niveaus war bisher allerdings nicht sicher feststellbar. Sofern ein solcher überhaupt besteht, könnte es eher so scheinen, als wäre bei den Großionen ein Konzentrationsgefälle in umgekehrter Richtung als bei den Kleinionen vorhanden, indem die Konzentration im oberen Niveau etwas höher ist als im unteren.

Abb. 7 gibt eine weitere Meßreihe wieder, hier sind die Messungen in drei verschiedenen Niveaus ausgeführt (in 0,1 m, 0,5 m und 2,1 m Höhe). Im allgemeinen sind die Werte kleiner, als in Abb. 6, was wohl dadurch zu erklären ist, daß es in diesem Falle sowohl am Tage vorher wie auch kurz vor Beginn der Messung geregnet hat.

Es ist noch verfrüht, weitere Schlüsse aus den bisherigen Messungen zu ziehen. Indes berechtigen die bisherigen Ergebnisse zu der Hoffnung, daß man auf diesem Wege zu gewissen weiteren Folgerungen über die Ionisationsverhältnisse in der bodennahen Luftschicht und vielleicht auch über die hier herrschenden Austauschverhältnisse wird kommen können.

Literaturverzeichnis.

1. Norinder, H. and R. Siksna: The measurements of the variation characteristics of the density of small-ions. Svenska Vetenkapsakad. Ark. f. Geofys. **1**, 1—32 (1949).
2. — Continued measurements of the variation characteristics of the density of small-ions. Svenska Vetenskapsakad. Ark. f. Geofys. **1**, 7, 149—158 (1950).
3. Byers, H. R.: Structure and dynamics of the thunderstorm. Science, **110**, 291—294 (1949).
4. Waddel, R. C, R. C. Drutowski and W. N. Blatt: Aircraft Instrumentation for Precipitation-Static Research. Proc. I. R. E. and Waves and Electrons, **34**, 165 (1946).
5. Siksna, R.: Variations of large-ions in atmospheric air during disturbed weather conditions. Svenska Vetenskapakad. Ark. f. Geofys. **1**, 14 (1950).
6. Norinder, H. and R. Siksna: Variations of the density of small-ions caused by accumulation of emanation exhaled from the soil. Tellus, **2**, 168—173 (1950).
7. Messerschmidt, W.: Eine neue Methode zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre und ihre Anwendung zur Untersuchung der Zusammenhänge mit den meteorologischen Faktoren und des Einflusses des Emanationsgehaltes der Atmosphäre auf die Messungen der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **81**, 84—100 (1933).

8. Becker, F.: Messungen des Emanationsgehaltes der Luft in Frankfurt a. M. und am Taunus-Observatorium. Gerl. Beitr. Geophys. **42**, 365 bis 384 (1934).
9. Deij, L. J. L.: Metingen van het radongehalte in de atmosfeer. Diss. Leiden 1939.
10. Hess, V. F.: Absolutbestimmungen des Gehaltes der Atmosphäre an Radiuminduktionen. Wien. Ber. IIa **119**, 1, 145—195 (1910).
11. Siksna, R.: Photographic emulsion method applied to the investigation of radioactive deposits from atmospheric air. Tellus, **2**, 89—92 (1950).
12. — Radioactivity induced from the atmospheric air, investigated with the photographic emulsion method. Svenska Vetenskapsakad. Ark. f. Geofys. **1**, 6, 123—147 (1950).

551.594.13

(Commonwealth Observatory, Canberra, Australia.)

Air–Earth Current Observations in Various Localities*.

By

A. R. Hogg.

With 2 figures.

Summary. A statistical relation may be expected between the conductivity of the atmosphere near the ground and the air-earth conduction current. Results from 18 stations are examined and with a few exceptions such a relation is found to hold. Following from this result a parameter is determined which, statistically, should vary simultaneously at various stations. At four widely separated stations this parameter, over a period of five years, shows less variation from station to station in the same year, than it does from year to year at the same station.

The annual variation of air-earth current over the whole globe is estimated. Its fluctuations generally accord with the thunderstorm theory of the maintenance of the earth's electric charge. A summary of air earth current and conductivity observations at Canberra is appended.

Zusammenfassung. Es ist eine statistische Beziehung zwischen der atmosphärischen Leitfähigkeit am Boden und dem Vertikalstrom Luft—Erde zu erwarten; an Hand der Beobachtungsergebnisse von achtzehn Stationen kann diese Beziehung mit wenigen Ausnahmen bestätigt werden. Auf Grund davon wird ein Parameter bestimmt, der an verschiedenen Stationen gleichzeitig variieren sollte. Für vier weit auseinander liegende Stationen zeigt dieser Parameter während einer fünfjährigen Periode tatsächlich geringere Schwankungen von Station zu Station innerhalb der einzelnen Jahre als für die einzelne Station von Jahr zu Jahr.

Der Jahresgang des Vertikalstroms für die ganze Erdkugel wird geschätzt; seine Schwankungen stehen im allgemeinen in Übereinstimmung mit der Gewittertheorie für die Erhaltung der elektrischen Erdladung. Im Anhang wird eine Übersicht über die Beobachtungen der Leitfähigkeit und des Vertikalstroms in Canberra gegeben.

Résumé. Il doit exister une relation statistique entre la conductibilité atmosphérique au voisinage du sol et le courant vertical air-terre; les obser-

* Dedicated to Professor H. Benndorf on the occasion of his eightieht birthday.

vations de 18 stations vérifient cette relation, à quelques exceptions près. On détermine un paramètre dont la valeur devrait varier simultanément en des endroits différents. Or pour quatre stations fort éloignées les unes des autres, ce paramètre présente pendant cinq ans des variations plus faibles de station à station au cours de l'année que d'année en année en un même endroit.

On essaye d'estimer la marche annuelle du courant vertical pour l'ensemble du globe; ses variations concordent en général avec la théorie des orages concernant la permanence de la charge terrestre. En appendice on donne un aperçu des observations de conductibilité et du courant vertical à Canberra.

1. Introduction.

The aim of this paper is to display certain relations between atmospheric electric observations made in different localities. There is but little apparent connection between the observations of the atmospheric electric elements at various land stations. The absolute values vary greatly, even at the one station, and the types of diurnal and seasonal variations differ from place to place. Thus monthly average values of "quiet day" figures, for different land stations, show potential gradients varying between 0,40 and 4,00 v. cm^{-1}, total conductivities from 10 to 1000×10^{-18} $ohm^{-1}\,cm^{-1}$, air-earth currents from $30–600 \times 10^{-18}$ amp. cm^{-2}, total large ions from almost zero to 20,000 cm^{-3}, and so on. Taking disturbed days into account the fluctuations may be greater still.

Over the oceans the quiet day variations are not so great and a most important regularity, viz., the universal time variation of ocean potential gradient, has been discovered by S. J. Mauchly (1926) as a result of observations made on board the S. Y. "Carnegie". These observations showed that the diurnal variation of potential gradient over the oceans, when expressed according to G. M. T., was essentially the same in all localities observed. The variation may be described as a twenty-four hour wave, with a maximum for all localities at approximately 19 hours G. M. T. These observations, together with results obtained in the Arctic, have been related, by F. J. W. Whipple (1929), to the thunderstorm theory of the maintenance of the earth's electric field. Following a model described by Benndorf (1926) Whipple shows that, owing to the rapid increase of conductivity with height, the atmosphere, at a relatively low level, may be considered as being at all places over the earth at the same potential. The precise position of this conducting level is, for present purposes, unimportant but it is probably located at no great distance above the base of the stratosphere. For convenience, this portion of the atmosphere may be referred to as "the conducting layer", without any implication of a relationship to other more clearly defined ionised levels in the atmosphere. Whipple considers that the conducting layer, as a result of thunderstorm phenomena, continuously receives a charge of positive electricity which raises it to a potential V whilst the air-earth current, i, flows downwards through the atmosphere to the earth, in regions where there is fine weather.

GISH (1944) has discussed the requirements for di/dz to be zero and concludes that in fair weather this condition is likely to be maintained. Accordingly it is possible to write $i = V/R = V\Lambda$. The columnar conductivity of the atmosphere Λ which is the reciprocal of the resistance of a vertical column of that portion of the atmosphere concerned in atmospheric electric processes and having unit cross section, may be formally divided into two parts according to the processes by which it is produced and their location, viz.,

a) a portion, Λ_c, effective mainly at upper levels and resulting from an equilibrium between the ionisation due to cosmic rays and the mutual recombination processes of the small ions;

b) a portion, Λ_r, effective mainly at lower levels and controlled by the equilibrium between, on the one hand, the several radioactive ionisers of terrestrial origin and, on the other hand, recombination processes between small ions and charged and uncharged nuclei etc.

Accordingly the total columnar conductivity is

$$\frac{i}{V} = \Lambda = \frac{\Lambda_c \cdot \Lambda_r}{\Lambda_c + \Lambda_r}.$$

Although an exact definition of the ranges over which Λ_c and Λ_r are operative is, in the present case, neither possible nor necessary, an estimate may be made from the measurements of atmospheric conductivity obtained during the ascent of the stratosphere balloon "Explorer II" and later compared by GISH and SHERMAN (1936) with values computed from cosmic ray data. These results show that between 5 and 18 km the computed and observed values are in good agreement. Further the levels above 5 km contribute only 20% of the total resistance. Hence the 5 km level is about an upper limit for the Λ_r processes and also such processes are a major factor in controlling the total columnar resistance of the atmosphere. The quantity Λ_c may be regarded as being essentially constant. The quantity Λ_r is of a meteorological nature and is the major source of variations in Λ. Any analytical expression for Λ_r would be complex. It would involve such independent variables as rate of ionisation (from several sources), three re-combination coefficients at least, ion mobilities, large ion and nucleus concentrations, coefficients of atmospheric turbulence as well as the variation of these quantities with height. Extensive measurements of this type are not available so it has been assumed that, *as a statistical relationship*, $\Lambda_r = f(\lambda)$ (λ = the total conductivity near ground level). Then

$$i = \frac{V f(\lambda)}{1 + f(\lambda)/\Lambda_c}. \qquad (1)$$

Such an expression cannot be expected to hold in individual cases but might be expected to represent masses of data combined so as largely to eliminate meteorological and seasonal variations.

Two deductions may be made from equation (1). In the first place the values of V and Λ_c averaged over long periods may be expected

to be nearly constant. Hence "infinite plane" values of i and λ for different stations averaged over whole numbers of years to eliminate seasonal fluctuations, but not necessarily over simultaneous periods, should fall on the one curve from which might be obtained empirically, the mean form of $f(\lambda)$. Secondly the equation can be made to give relative values of V. Thus suppose that for each of a number of stations $f(\lambda)/(1 + f(\lambda)/\Lambda_c)$ is determined (implicitly) by plotting for each particular station, the relation between i and λ over a number of years. Now if for each station the individual values of $f(\lambda)$ and Λ_c are the same from year to year, then

$$\frac{i_m}{i'} = \frac{V_m}{V'}, \tag{2}$$

where i' and V' are the average values over the whole period for i and V at one station, and i_m and V_m are the measured values obtaining in the average for (say) one year at the same station. According to the foregoing ideas, changes in V_m/V' and hence i_m/i', should exhibit simultaneous variations at the different stations. These simple relations are not, of course, likely to be realised exactly in individual cases because the nature of $f(\lambda)$ will be greatly dependent on meteorological processes.

2. Current and Conductivity at Various Stations.

To determine whether a relation exists between i and λ, average values of these quantities obtained by various investigators in different localities were assembled in Table 1. This Table includes only such sets of observations as extended over a reasonably long period. The results are not as homogenous as might be desired. The air-earth currents have been measured either directly by the Wilson plate or indirectly as the product of the sum of the unipolar conductivities (determined either by a Gerdien type of aspiration apparatus or by a form of Schering dissipation apparatus) and a potential gradient measured by some form of collector. It has been shown by J. J. and P. J. Nolan (1937) and Hogg (1939) that the effective conductivity λ can be measured either by a correctly exposed Wilson apparatus, or else as the sum of the unipolar conductivities determined by an aspiration apparatus. Thus, results from observatories using either the direct, or the indirect aspiration method for i become comparable. Accordingly, values of i, when not determined directly by the Wilson method, were calculated from average values of the gradient F, and of the sum of the unipolar conductivities. The use of average values of F and λ does not, when large variations of F and λ occur, give an exact figure for i, but any error introduced by this process appears to be generally small. Various observations by the Schering method have been included. As far as is known, no direct simultaneous comparisons between this and other methods have been carried out, but the assumption has been made that i may be calculated by using the sum of the positive and negative conductivities determined by the Schering method. This is perhaps doubtful, and it may be significant that most of the major divergences in Fig. 1, viz.: Potsdam (b),

Table 1. *Conductivity, Potential gradient and Air-Earth Current in Various Localities.*

λ = Total conductivity, unit 10^{-18} ohm^{-1} cm^{-1}. F = Potential gradient, unit volts/cm. i = Air-earth current, unit 10^{-18} amp cm^{-2}.

Observatory	λ	F	i	Period	Source	Notes	Method*
Kew	36	2,90	105	Jan. 1930—Dec. 1936	Observatories Year Books, 1930—1936	Observations at 15 h	D
Potsdam (a)	63	1,80	114	Sept.1932—Aug. 1933	Meteor. Z. **52**, 121 (1935)	Observations at 10 h and 16 h**	D
Washington, D. C.	90	1,64	147	Jan. 1930—Dec. 1930	Report of Director, Dept. Terr. Mag. Year Books **30** (p. 311) and **31** (p. 248)	Continuous observations	I
Potsdam (b)	107	2,02	227	Jan. 1912—Dec. 1915	H. MARKGRAF, Meteor. Z. **41**, 66 (1924)	Continuous (Schering)	I
Munich	118	1,97	233	Jan. 1936—Dec. 1936	C. W. LUTZ, Gerl. Beitr. Geophys. **54**, 339 (1939)	Continuous (Schering)	I
Chambon-la-Forêt	127	1,04	132	Jan. 1939—Dec. 1939	E. SALLES, Ann. Inst. Phys. Globe XX, 54 (1942)	Observations at 9 h, 13 h and 17 h	I
Val-Joyeux	148	1,10	163	Jan. 1924—Dec. 1927	Ann. Inst. Phys. Globe VII, 121 (MAURAIN) and 130 (SALLES)	Observations 9 h, 13 h and 17 h	I
San Miguel	198	0,55	109	Jan. 1946—Dec. 1948	Bol. Mens. Obs. Fis. Cos. San Miguel 1946—48	Observations a. m. and p. m.	I
Ebro	202	0,96	193	Jan. 1930—Dec. 1935	Bol. Obs. del Ebro, Nos. XXI to XXV	Observations at 11 h (Schering)	I
Pawlowsk	237	1,89	350	Jan. 1916—Dec. 1920	W. N. OBOLENSKY, Meteor. Z. **43**, 173 (1926)	Continuous observations (Schering)	I

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	H. DAUVILLIER, Comptes Rendus **200**, 2209 (1935)	Observations at 11 h and 23 h	I
Bandoeng	295	0,86	254	Aug. 1935—Jul. 1936	A. J. LECKIE, Gerl. Beitr. Geophys. **52**, 280 (1938)	Continuous observations	I
Poona	302	0,90	272	Dec. 1935—Nov. 1937	J. M. SIL, Terr. Mag. **43**, 139 (1938)	Observations at 10 h	I
Bangalore	304	0,66	207	Aug. 1932—Aug. 1933	A. V. R. TELANG and A. A. RAO, Uni. of Mysore, Studies in Physics I (1939)	Observations at 14 h (Schering)	I
Pacific Ocean ...	312	1,07	335	Oct. 1920—Nov. 1921	Research Dept., Terr. Magn., Vol. V, 252—264	Observations various times	I
Fort Rae	316	0,87	274	Aug. 1932—Aug. 1933	P. A. SHEPPARD, British Polar Year Expedition, Fort Rae, 1932—1933, p. 311	Observations at 16 h and 22 h	D
Canberra	335	0,84	281	Jan. 1930—Dec. 1936	See Appendix to this paper p. 54	Observations at 9 h	I
College Fairbanks	343	1,04	328	Oct. 1932—Aug. 1933	K. L. SHERMAN, Terr. Mag. **42**, 384 (1937)	Continuous observations	I
Watheroo.....	406	0,80	323	Jan. 1930—Dec. 1934	Revised values supplied by O. W. TORRESON, Dept. Terr. Mag.	Continuous observations	I
Huancayo (a) ...	514	0,81	414	Jun. 1934—Dec. 1936	O. W. TORRESON, Terr. Mag. **44**, 63 (1939)	Observations at 9 h	I
Tucson	520	0,55	285	Jan. 1940—Dec. 1943	Reports Director Dept. of Terr. Mag. 1940—1943	Continuous	I
Huancayo (b) ...	909	0,46	420	Jan. 1930—Dec. 1934	Revised values supplied by O. W. TORRESON, Dept. Terr. Mag.	Continuous observations	I

* The letter D = "Direct" or I = „Indirect" refers to the method by which the air–earth current was measured. The direct values were obtained by some modification of the WILSON method. The indirect values refer to the product of the gradient and conductivities the sum of the positive and negative values determined by the aspiration method.

** A reduction factor of 1,40 determined for F was originally applied by GRIEGER to these values of i. Here the observed value of i is considered more applicable.

Munich, Bangalore, and Pawlowsk, as well as some difficulties whi arise later, are associated with the use of some form of the Scheri method.

The results are plotted with logarithmic scales in Fig. 1 and it seen that apart from the Schering observations, the main discrepan lies in the observations for Huancayo *a* and Huancayo *b*, which represe average values at 9 a. m. and for the whole day respectively. As indicat by TORRESON (1939), Huancayo observatory is situated in a spoon shap terrain subject to a peculiar form of localized pollution and apparen a notable diurnal variation occurs. Huancayo is also at a much grea altitude than the other observatories. These considerations may res

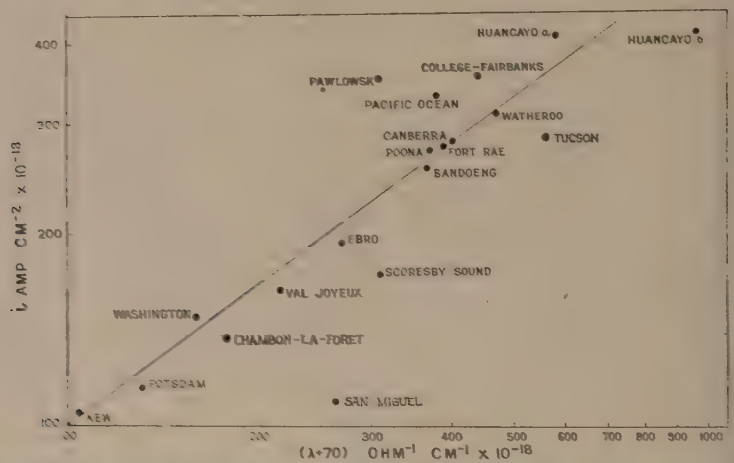


Fig. 1. Relations between mean values of the total conductivity and air-earth current for va stations plotted on a logarithmic scale. The line represents the equation $i = 4{,}2\,(\lambda + 70)^{0}$

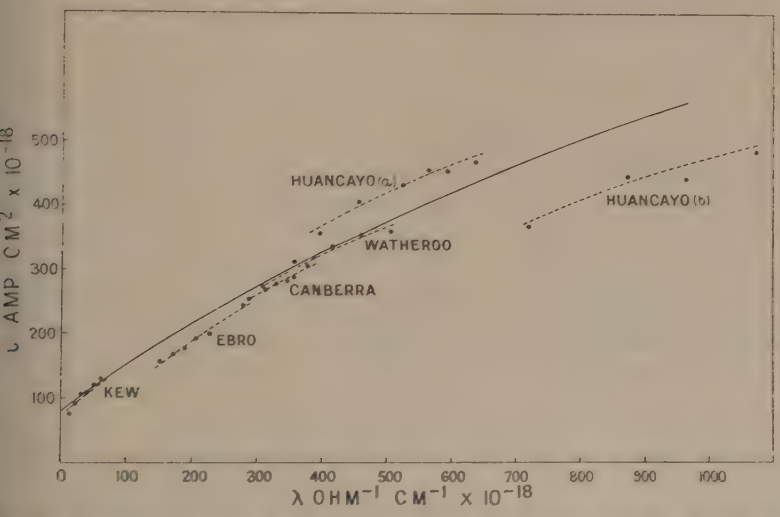
in $f(\lambda)$ being appreciably different at this observatory. The res for San Miguel (Argentine) constitute a second major discrepancy it is difficult to see from available published information why this is The gradients have been obtained with an unusually high colle (over 5 metres) and this might result in the gradients and conductivi not being strictly comparable.

The points in Fig. 1 tend to cluster about a line which is the gr of the empirical equation

$$i = 4{,}2\,(\lambda + 70)^{0{,}7}.$$

The unit of i, employed throughout, is amp $cm^{-2} \times 10^{-18}$, and that is $ohm^{-1}\,cm^{-1} \times 10^{-18}$. This equation does not admit of a direct phy interpretation but is introduced to show that the curve can be expre as a simple function of λ. Considering the variations in the met and apparatus employed by different observers, the geographical

opographical differences in the stations, and so on, the measure of greement is surprising. In the limiting case the equation obviously ives only an artificial representation of the data, for, with $\lambda = 0$, the alue of i is 83, when physically it would be expected that the current lso would be zero. The results can be represented over a fair range by simpler equation (giving $i = 0$ for $\lambda = 0$), viz. $i = 0{,}6\,\lambda^{2/3}$; but this ives low values for i when λ is small. The introduction of the additive onstant corrects this and appears preferable for use in the range investigated. The simpler equation has a formal resemblance to that sed for the determination of the total water content of the atmosphere om the vapour pressure at the surface (HANN's equation).



. 2. The variation of air-earth current with conductivity at individual stations. The full line is the graph of the equation derived from Table 1.

The general course of the $\lambda - i$ variation, for average values from fferent stations, is also followed by values obtained at particular stations. his is shown in Fig. 2, where the points represent average values of oups of λ and i observations obtained at several stations. The monthly erages of λ and i, for a particular observatory, were grouped according λ, and averages of λ and i for each group were obtained. Each group, r a particular observatory, contained the same number of observations. oup averages were then plotted in Fig. 2 and joined by dotted lines. e dotted lines generally follow the same trend as the heavy line, which the graph of equation (3).

To summarize, it may be stated that Figs. 1 and 2 show the general rectness of the idea that, over a long period, the average specific nductivity of the air at a point near ground level, provides an index the total resistance of the atmosphere above that point.

3. Relative Values of V.

To check whether the values of i_m/i' exhibit world-wide variation an examination was made of the results from Kew, Watheroo, Huancayo Ebro and Canberra for the period 1930–1934 for which simultaneou observations were available. As an example of the method used fo obtaining values of i_m/i' the Kew results may be dealt with in greate detail. The monthly average values of λ and i_m for the period unde review were arranged in order of increasing λ and then divided into si equal successive groups. Average values of λ and i_m were then obtaine for each of the groups. The results were as follows

λ	15,0	20,7	30,1	39,6	50,0	62,4	ohm^{-1} cm$^{-1}\times 10^{-18}$,
i_m	76,0	92,0	105,4	107,1	120,2	129,5	amp cm$^{-2}\times 10^{-18}$.

These figures were plotted in Fig. 2. Monthly average values of λ wer used to obtain i' from the curve and quotients i_m/i' were formed fo each month. Yearly average values of i_m/i' were next obtained, as show in Table 2. Excluding the Ebro results there is quite a degree of similarit between the yearly values of i_m/i' at the various stations especiall in the lower values for the years 1930 and 1931. The Ebro figures diffe notably from the general run. This may be associated with peculiaritie of the Schering method or more probably with the fact that at Ebr fewer observations were used than at the other stations. The monthl values of i_m used here for Ebro refer to the selected "fine days" give in the Ebro bulletins—usually some five or six per month. The valu for the other stations whilst excluding any notably disturbed days a generally based on about 15–20 days per month. This is reflected i the scatter of the monthly values of i_m/i' (not shown here), which is muc greater at Ebro than at other places. Huancayo results (which are th b series mentioned above), also contain some months in which only few results were available on account of meteorological conditions. 1934 particularly, January, February, and March were represented l but a single day each. The mean shown in the Table excludes the months for 1934 and is thus not strictly comparable with the remainde Table 2 also shows the standard deviation of i_m/i' for each station fro

Table 2. *Yearly average values of* i_m/i'.

	Kew	Canberra	Watheroo	Huancayo	Ebro	s. d. (statio
1930	0,947	0,965	0,966	0,931	1,085	0,8%
1931	0,944	0,956	0,958	0,926	1,049	1,1%
1932	1,056	1,046	1,000	1,033	1,013	1,9
1933	0,995	1,055	0,999	1,025	0,925	2,0
1934	1,062	1,064	1,030	0,998**	1,057	1,6
s. d. (year)	5,1%	4,7%	3,5%	4,6%	5,5%	—

* Excludes Ebro. ** Nine months only.

the mean of all stations (except Ebro) for a particular year (s. d. station) compared with the standard deviation for each year from the mean of all years for a particular station (s. d. year). The station deviations for a particular year are much less than the year deviations for a particular station, i. e., i_m/i' varies less from station to station in a given year than it does from year to year at a given station.

Figures are available to compare the Kew and Canberra values of i_m/i' over a longer period. These are shown in Table 3 as deviations

Table 3. *Yearly deviations of i_m/i'–Percentages: Kew and Canberra.*

Year	1930	1931	1932	1933	1934	1935	1936	1937
Kew	— 4,6	— 4,9	+ 6,3	+ 0,2	+ 6,9	+ 5,1	— 4,5	— 4,7
Canberra	— 4,5	— 4,0	+ 4,0	+ 4,9	+ 5,8	— 0,6	— 9,1	+ 4,9

of the yearly averages of i_m/i' from the mean for each station. The agreement, good at first, is not so satisfactory for later years. The correlation coefficient between the Canberra and Kew results is 0,60 which for the small number of comparisons could arise by chance in completely uncorrelated material about once in 10 trials.

Whilst these results are not sufficient to demonstrate a significant relationship between the stations in question it would appear worthwhile, if longer series of observations become available to apply this or a similar method of analysis to more material in the hope of demonstrating such a trend.

4. The Thunderstorm Theory.

One of the most convincing pieces of evidence in support of the world thunderstorm theory of the maintenance of the earth's electric field has been given by Whipple (1929). Whipple has determined the diurnal variation of thunderstorm frequency over the world as a whole, and points out that the variation curve agrees well in phase and amplitude with the curve of the potential gradient over the oceans; both curves being plotted according to G. M. T. Further, Allen (1939), has analysed potential gradient records for windy days at Canberra, i. e., when the local diurnal variation of conductivity at the surface may be assumed to be small. Under these conditions the variation of the gradient differs from the usual type and agrees well both in phase and amplitude with the world thunderstorm frequency curve.

On the basis of the thunderstorm theory, it might be expected that there would exist a parallelism between annual variations of world thunderstorms, and those of potential gradient at places with no annual change in the total resistance of the atmosphere. Whipple has drawn attention to the fact that, whilst in the northern autumn and winter, gradients over the ocean and in polar regions are higher than in the remainder of the year, such is not the case with the frequency of thunder-

storms over the globe. Before dismissing the thunderstorm hypothesis on this account it is desirable to examine more recent data than was available to Whipple and also to investigate whether the change of R over land areas can influence gradients over the ocean. Thus in a model in which the total supply current Z (the "Zustrom" of Benndorf) is equal to the total conduction current I, both Z and I referring to the whole surface of the globe, suppose the equivalent electrical resistance of the whole atmosphere is measurable by a quantity R_s such that the potential of the conducting layer (assumed equal all over the globe) is $V = Z\,R_s$. Now i and R (for one locality) are related as follows

$$i = F\,\lambda = V/R = Z\,R_s/R,$$

so

$$F = \frac{Z\,R_s}{\lambda\,R}.$$

Thus for any period and locality where $R_s/\lambda\,R$ is constant the changes in F will reflect changes in the global charging current. For periods of time of the order of one day, these conditions are generally supposed to hold over the ocean, and although the information as to the diurnal variation of λ is based only on scanty material, it is reasonable to suppose that R_s does not vary much during one day, so that the diurnal variation of the gradient over the ocean can be identified with the diurnal variation of Z.

Table 4. *Annual Variation of Air–Earth Current* (expressed in percentages of station mean).

Station	Lat.	Jan.	Feb.	Mar.	Apl.	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec
College....	64,9 N	106	94	112	110	93	81	70	82	106	130	108	11
Fort Rae .	62,8	80	112	95	97	108	117	115	114	103	95	82	8
Pawlowsk .	59,7	105	94	99	107	99	75	80	105	111	99	116	11
Potsdam ..	52,4	135	102	104	100	93	85	92	85	90	97	104	11
Kew*	51,5	94	98	100	108	101	98	100	101	116	111	91	8
Val-Joyeux	48,8	86	90	94	105	91	98	108	130	111	107	96	8
Munich ...	48,2	133	181	103	84	71	76	112	74	109	67	92	9
Chambon-la-Forêt ...	48,0	117	111	79	85	58	95	135	129	102	95	110	8
Davos** ..	46,8	87	125	109	110	108	80	90	98	95	101	105	9
Ebro	40,8	108	106	107	98	91	91	87	88	98	107	111	10
Tucson ...	32,2	109	101	96	94	97	105	92	103	94	96	102	11
Poona	18,5	116	113	75	89	95	101	96	97	92	96	114	11
Bandoeng .	6,0 S	133	120	96	99	102	125	110	72	59	92	86	10
Huancayo .	12,0	113	116	102	92	84	85	95	81	103	116	103	11
Watheroo .	30,3	90	78	96	104	104	109	114	111	103	101	93	9
San Miguel	34,6	83	108	105	121	116	77	84	110	110	102	96	9
Canberra ..	35,3	89	93	100	107	102	102	105	112	107	101	95	8
Mean (all)		105	108	98	99	95	96	99	99	100	101	100	9

* C. Chree, Proc. Phys. Soc. (London) **37**, 50 (1936).

** F. J. Scrase, Geophys. Mem. Meteor. Off. London **60**, 24 (1934

If however one is dealing with longer periods than a day, e. g., in the case of an annual or seasonal variation, it is easy to imagine that changes might take place in R_s to such an extent as to cause variations in F apart from those due to Z. Thus any direct relation between the seasonal variation of ocean gradients and world thunderstorm activity may be masked.

A quantity which might reflect the seasonal change in Z and thus parallel the seasonal change in thunderstorm activity would be a value of i properly averaged over the total surface of the globe. Material for an accurate estimate of this value is not available, but it is of interest to attempt to use certain existing observations. The available observations over land are set out in Table 4, which shows the monthly averages of i expressed as a percentage of the station mean for some 17 stations. The sources, unless indicated otherwise in Table 4 are those given in Table 1. Percentages of the station mean have been used to eliminate difficulties concerning absolute reduction factors. Although the average values given in Table 4 are based on periods ranging from one year to twenty years, all have been given equal weight. The direct mean for all stations shows an annual variation with a primary maximum in February and a secondary maximum in October. The maximum amplitude is about $\pm 7\%$.

Table 5 shows unweighted averages of the results according

Table 5. *Annual Variation of i according to Geographical Zones showing adopted weighting factors.*

Zone	Stations	i	f	Weight	Jan.	Feb.	Mar.	Apl.	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
N Polar	2	300	0,01	0,010	— 7	+ 3	+ 4	+ 4	0	— 1	— 7	— 2	+ 4	+ 12	— 5	— 5
N Temperate .	9	210	0,11	0,075	+ 8	+ 12	— 1	— 1	— 10	— 11	0	+ 2	+ 3	— 2	+ 3	— 2
Tropical	3	260	0,09	0,076	+ 20	+ 16	— 9	— 7	— 6	+ 4	0	— 17	— 15	+ 1	+ 1	+ 10
S Temperate .	3	240	0,03	0,023	— 13	— 7	0	+ 11	+ 7	— 4	+ 1	+ 11	+ 7	+ 1	— 5	— 8
S Polar*	—	300	0,03	0,029	— 7	— 2	+ 4	+ 12	— 5	— 5	— 7	+ 3	+ 4	+ 4	0	— 1
Oceans (all)**	—	330	0,73	0,787	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Weighted Mean % ...	—	—	—	—	+ 1,4	+ 1,8	— 0,6	+ 0,0	— 1,2	— 0,7	— 0,3	— 0,8	— 0,6	— 0,2	+ 0,1	+ 0,3

* Adopted values obtained by displacing the phase of the N polar results by six months (see text).

** Monthly values not available.

4*

to geographical zones. The sparse distribution of stations has introduce difficulties in this process. The two northernmost stations have bee taken as representative of Arctic conditions although neither is actuall within the Arctic circle. Inspection shows no obvious regularity in passin from zone to zone apart from the fact that in each zone the variation displa two maxima in the year. The months for which these maxima occu however vary from zone to zone. To estimate the variation of I th results for each zone have been weighted by a factor representing th product of the mean air-earth current for the zone (i) and the area the land surface in the zone expressed as a fraction (f) of the total surfa of the earth. The adopted values of i and f are shown in Table 5. Th values of i were averaged from Table 1. Huancayo was omitted as could not be regarded as a representative tropical station. The valu of f were derived from published areas of continents and eye estimat of an "equal area" projection map of the proportions of continen lying in the particular zone. As no data were available from the Antarct an estimate was made by displacing the Arctic variation through s months. These methods were rather summary but the total contributi to the variation of I from land areas was small. For estimating t ocean contribution to seasonal variations of I two sources are availab viz., an account of results obtained during the 1915–1921 cruises of t "Carnegie" (Mauchly [1926]) and the results obtained during the 1928 1929 cruise (Torreson, Parkinson, Gish and Wait [1946]), later refe red to as "Cruise VII". With these results two courses are availabl Thus it may be assumed (a) that the seasonal changes in F reflect t seasonal changes in i, in the same direct fashion that the diurnal chang in the two quantities are related (Cruise VII, p. 145). This means th there would be no annual change in λ, about which it is remarked (Cru VII, p. 137) "An annual variation in the conductivity over the ocea has escaped detection since scarcely any data are available for winte the season of rough weather at sea." An alternative assumption (that there is no annual variation in i over the oceans may be based Mauchly's remark (1926, p. 414) that during 1916 and 1917 "there w little variation from the mean value (of i) in the various oceans a latitudes." A comparison of these methods is made in Table 6, whi

Table 6. *Percentage Seasonal Variations of the Integrated Air–Earth Current and Thunderstorm Frequency T.*

	L	O	$L+O$	T
Nov., Dec., Jan.	+ 0,6	+ 4,7	+ 5,3	+ 13
Feb., Mar., Apl.....	+ 0,4	+ 8,2	+ 8,6	+ 6
May, June, July	— 0,7	— 8,5	— 9,2	— 8
Aug., Sep., Oct.....	— 0,4	— 4,5	— 4,9	— 11

L = contribution to total variation of I from land areas.
O = contribution to total variation of I from ocean areas.
T = seasonal variation of thunderstorms, after Brooks.

Table 7. *Atmospheric Electric Conductivity (λ) and Air Earth Currents (i) at Canberra.*
$\lambda = \lambda_+ + \lambda_-$

	1980		1981		1982		1983		1984		1985		1986		1987	
	+	−	+	−	+	−	+	−	+	−	+	−	+	−	+	−
Jan.	358	247	323	223	293	250	362	274	306	262	284	245	347	260	293	229
Feb.	321	217	279	223	324	286	284	274	321	309	348	296	343	243	334	289
March	364	277	350	247	346	317	333	270	311	305	387	266	358	268	332	312
April	362	317	351	233	381	297	325	282	308	386	282	247	291	250	327	342
May	332	263	372	267	414	317	366	297	246	290	325	307	284	270	332	342
June	339	270	329	270	323	267	338	321	333	308	298	282	293	264	304	302
July	317	267	288	267	389	367	350	315	328	281	336	299	351	248	350	367
Aug.	290	297	329	297	366	377	341	327	348	281	383	312	351	241	331	338
Sept.	339	323	330	300	360	339	297	275	365	279	357	291	415	327	380	298
Oct.	314	300	327	250	358	292	333	320	332	260	332	248	276	205	324	276
Nov.	323	240	333	247	366	286	314	301	318	268	347	249	358	269	374	285
Dec.	316	220	353	257	339	265	310	263	294	238	317	238	350	244	340	269
Year	333	269	330	257	353	305	334	293	318	288	325	273	335	257	335	304

λ unit = ohm^{-1} cm^{-1} × 10^{-18} i unit = amp cm^{-2} × 10^{-16}.

eals with seasonal variations to match the available ocean data. The column headed "*L*" gives the weighted contribution from land areas to the total variation of *I* as derived from the figures of Table 5. The column headed "*O*" gives a similar figure for the ocean sources derived from the mean of the revised values for potential gradients shown in "Cruise VII" (p. 136), and weighted as shown in Table 5. The column headed "*L* + *O*" gives the total variation of *I* on assumption (a), i. e., that *F* reflects *i*. The total variation for assumption (b), i. e., constant *i*, would of course be given by column "*L*". Finally the percentage variations in global thunder-storm activity from the results of BROOKS is shown in the column headed "*T*". The estimates for the land contribution to *I* differ from the ocean contribution by an order of magnitude. Both land and ocean contributions however agree generally in phase being positive for the northern summer and autumn and negative for winter and

spring. Any choice between hypotheses (a) and (b) is perhaps largely a matter of taste but the above noted fact of the parallelism between the land and ocean contributions rather suggests that hypothesis (a) should be adopted until further information about the variation of over the oceans is available.

The total variation of I then exhibits a very fair agreement with the global frequency of thunderstorms T. The agreement here is much better than with the annual variation of cosmic rays, an agent which has been suggested as a possible source of the "Zustrom". The seasonal variation of cosmic rays (Hogg, 1950) does not exceed $\pm 0{,}2\%$ and is not in phase with I. Further of course the diurnal variation of cosmic rays proceeds mainly according to local time unlike the universal time variation of F over the oceans. Finally, precise agreement between I and T variations is not to be expected. Thus the intensity as well as the frequency of the storms should be taken into account to say nothing of the currents due to non-thundery rain, snow and the point discharge. Again as has been pointed out by various authors in other connections there is a great difference in the energies involved in the air-earth current and global thunderstorms, e. g., the energy involved in the average thunderstorm is nearly 1000 times that required to maintain the air-earth current for the duration of the storm. Thus it may be concluded that this estimate of I at least gives general support to the thunderstorm theory of the maintenance of the earth's charge and is certainly not in serious conflict with the theory.

Acknowledgements.

This paper was first projected some years before all the data mentioned therein had been published. It is desired to thank the Director, Department of Terrestrial Magnetism, Washington, and the Superintendent of Kew Observatory for supplying then unpublished material. Thanks are due to the late Dr. F. G. W. Whipple for valuable discussions when the paper was in its initial stages.

Appendix.

Conductivity and Air–Earth Current at Canberra.

Table 7 gives a summary of observations of λ and i at the Commonwealth Observatory, Canberra. From January 1930, the values of λ were determined by a Gerdien apparatus located in the same building as the Benndorf electrometer used for recording the potential gradient with a stretched wire system (Allen [1939], Hogg [1934]). Here again the original Gerdien scale was reproduced so that the figures in the following table represent conductivities reduced to a position near the stretched wire system. The observations were made at times of positive gradients between 09 h and 09 h 30 m Eastern Australian Standard Time. The tabulated means in general represent from 15–29 observations per month. (See Table 7 on p. 53.)

References.

Allen, C. W.: Mem. Commonwealth Obs. **8**, 1 (1939).
Benndorf, H.: Physik. Z. **26**, 82 (1925).
Brooks, C. E. P.: Geophys. Mem. Meteor. Off. London **24**, 1 (1925).
Gish, O. H.: Terr. Magn. **49**, 160 (1944).
Gish, O. H. and K. L. Sherman: Nat. Geogr. Soc. Stratosphere Series **2**, 94 (1936).
Hogg, A. R.: Gerl. Beitr. Geophys. **41**, 1 (1934).
— Gerl. Beitr. Geophys. **47**, 31 (1936).
— Mem. Commonwealth Obs. **7**, 1 (1939).
— Mem. Commonwealth Obs. **10**, 1 (1950).
Mauchly, S. J.: Res. Dept. Terr. Magn. **5**, 387 (1926).
Nolan, J. J. and P. J.: Proc. Roy. Irish Acad. **43 A**, 79 (1937).
Whipple, F. J. W.: Q. J. Roy. Meteor. S. **55**, 1 (1929).

551.594.14

(Physics Department of the Fordham University, New York.)

New Studies on the Radioactivity of the Atmosphere*

By

V. F. Hess.

Abstract. I. The effect of the gamma rays from the various radioactive substances floating in the atmosphere—previously only estimated theoretically—was determined directly by measuring the total ionization with and without a 1,2 cm. iron plate on top of the ionization chamber which was shielded on the bottom and on all sides by 10 cm. iron. The absorption of the soft component of cosmic radiation in 1,2 cm. iron was taken into account. It was found that the gamma radiation from the radioactive substances in the atmosphere ("air radiation") amounts, on the average to 0,15 (ion pairs per $cm.^3 \cdot sec$) near the ground. It varies considerably from day to day. These variations can exaggerate or mask actual fluctuations which may occur in the soft component of cosmic rays.

II. To find the total ionization produced by radon, thoron and their decay products in the atmosphere near the ground, samples of air (13 liters) were taken in the garden of the Seismic Station of Fordham University (in the Northern suburbs of New York), at 1 meter above ground and introduced in an evacuated large ionization chamber which was completely shielded from local radiations by 10 cm. iron on all sides. By following up the "decay" of ionization with time it was possible to determine the ionizing effects of the radon and thoron decay products separately. It was found that radon and its decay products give, on the average (autumn 1949) an ionization of 0,93 I (by their alpha rays) while thoron and its decay products contribute 0,83 I (47% of the total alpha ray effect). The radon content alone amounted to $46 \cdot 10^{-18}$ curie/$cm.^4$ in November and December 1949.

Zusammenfassung. I. Der Beitrag der Gammastrahlung der in der Luft enthaltenen radioaktiven Stoffe zur Gesamtionisation der Luft in Bodennähe war bisher nur auf theoretischem Wege ganz ungenau bestimmt worden. Der Verfasser hat nun ein Verfahren zur direkten Bestimmung dieser „Luftstrahlung" ausgearbeitet. Ein großes Ionisationsgefäß war gegen unten und auf allen Seiten durch einen 10 cm dicken Eisenpanzer abgeschirmt, während der Eisenpanzer oben offengelassen war. Messungen der Gesam-

* Dedicated to Professor Dr. H. Benndorf on the occasion of his eightieth birthday.

Ionisation wurden nun mit dieser Anordnung abwechselnd ausgeführt, wenn der Panzer oben ganz offen oder mit einer 1,2 cm dicken Eisenplatte bedeckt war, in der Gammastrahlen in einem bekannten Verhältnis abgeschwächt werden. Nach Anbringung einer Korrektur für die kleine Abschwächung der weichen Komponente der kosmischen Strahlung in der 1,2 cm dicken Eisenplatte konnte die Luftstrahlung exakt ermittelt werden. Sie beträgt im Mittel 0,15 *I* (Ionenpaare pro cm^3 und sec), variiert jedoch beträchtlich von Tag zu Tag. Diese Variationen können Schwankungen der weichen Komponente der kosmischen Strahlung entweder maskieren oder vortäuschen.

II. Um die Gesamtionisation durch die Alphastrahlen des in der Luft enthaltenen Radon, Thoron und von deren Zerfallsprodukten in Bodennähe zu ermitteln, wurden im Garten Luftproben (13 l) 1 m über dem Boden in ein großes, evakuiertes Ionisationsgefäß eingefüllt und das Abklingen der Ionisation durch mehrere Stunden bis zu drei Tagen verfolgt. Aus den Zerfallskurven kann der Beitrag der Radiumkomponente (Radon plus Zerfallsprodukte) und der Thoriumkomponente (Thoron plus Zerfallsprodukte) getrennt ermittelt werden. Ersterer betrug im Spätherbst 1949 0,93 *I*, letzterer 0,83 *I*. Die Thoriumkomponente beträgt also 47% der Gesamtionisation durch Alphastrahlen. Am gleichen Orte der Erdbebenstation am nördlichen Stadtrand von New York wurde der Radongehalt der Luft im November und Dezember 1949 mit $46 \cdot 10^{-18}$ curie per cm^3 gemessen.

Résumé. I. On n'a étudié jusqu'ici que par voie théorique et sans précision l'apport du rayonnement gamma issu des substances radioactives atmosphériques à l'ionisation totale de l'air des couches voisines du sol. L'auteur a mis au point un procédé de mesure directe de ce rayonnement atmosphérique. Une grande chambre d'ionisation, protégée vers le bas et de tous côtés par un blindage de fer de 10 cm. d'épaisseur, est ouverte vers le haut. On mesure l'ionisation totale sans ou avec un couvercle de fer de 1,2 cm. d'épaisseur dans lequel les rayons gamma sont absorbés suivant une loi connue. Après une correction nécessaire à cause de la petite absorption de la composante molle des rayons cosmiques dans le couvercle de fer, on a pu déterminer exactement le rayonnement atmosphérique. Celui-ci est en moyenne de 0,15 *I* (paires d'ions par $cm.^3$ et par sec.), mais il varie notablement d'un jour à l'autre; ces variations peuvent masquer celles des composantes molles du rayonnement cosmique ou les imiter.

II. Pour déterminer l'ionisation totale produite au niveau du sol par les rayons alpha issus du radon et du thoron atmosphériques et de leurs produits de désintégration, on a prélevé des échantillons d'air (13 l.) à un mètre au-dessus du sol dans le jardin de la station sismologique à la périphérie nord de New-York et on les a introduits dans la chambre d'ionisation; puis on a observé pendant plusieurs heures et même jusqu'à trois jours la décroissance de l'ionisation de ces échantillons. Les courbes de désintégration permettent le calcul séparé de l'effet des composantes du radium (radon et dérivés) et celles du thorium (thoron et dérivés). Le premier s'élevait à 0,93 *I*, le second à 0,83 *I* en automne 1949; la composante du thorium entre pour 47% dans l'ionisation totale due aux rayons alpha. Au même endroit on a mesuré en novembre-décembre 1949 la teneur de l'air en radon et trouvé $46 \cdot 10^{-18}$ curies p. $cm.^3$.

In 1949 the author and R. P. Vancour worked out new methods for determining the absolute intensity of cosmic rays without secondaries [*1*] and the residual ionization of ionization chambers. In the course of

these experiments the author also devised methods for an approximate experimental determination of the ionization produced by the gamma rays from the various radioactive products in the atmosphere ("air radiation") and of the relative contribution of the radon and thoron decay products to the total ionization near the ground. The present paper gives an account of these experiments.

I. The "Air Radiation".

Decay products of radon and thoron floating in the air within the first few kilometers of altitude from the ground emit a relatively feeble gamma radiation which varies from day to day. Its average intensity at ground level, was estimated by the author [2] in 1933 as 0,1 I (the symbol I denotes the number of ions produced in air at normal pressure per cm.^{3} and per sec.). Since this ionization may vary from 0 to 0,2 I and the ionization by cosmic radiation in unshielded chambers amounts to less than 2 I it is clear that these erratic variations of air radiation make it almost impossible to detect the actual variations of cosmic radiation unless the chamber is surrounded with 10 cm. of lead or an equivalent amount of iron.

It occurred to the author to use an absorption method in order to get an estimate of the actual amount of this "air radiation" by measuring the total ionization in an ionization chamber which is shielded by 10 cm iron bars on the sides and on the bottom (thus suppressing all the gamma ray effects from the ground), but leaving the top of this "iron house" open and making alternative measurements with and without an iron plate 1,2 cm. thick on top.

This procedure gives good results if the chamber is airtight and has a very low residual ionization. In our case the residual ionization in a brass chamber (volume 13 liters, wall 2,5 mm. thick) was only 0,3 I, the total ionization by cosmic radiation amounted to about 1,9 I. The absorption coefficient (μ) of the hard gamma rays from *RaC* and from *ThC* was taken as 0,356 cm.$^{-1}$ in iron (see [3]). Thus, a 1,2 cm. layer of iron reduces the gamma ray intensity from *RaC* and *ThC* to 65%.

If we call the ionization observed with the chamber in the iron house when the top is removed q_1 and with the 1,2 cm. iron plate on top q_2 we have the relation

$$q_1 - q_2 = q_A\,(1 - e^{-\mu d}) \qquad (1$$

where q_A is the unknown ionization produced near the ground by the gamma rays of the radioactive element floating in the atmosphere (air radiation). The absorption of the "soft" as well as of the hard components of cosmic rays is hereby neglected for the term $(1 - e^{-\mu d})$ corresponds to the fraction of gamma rays absorbed in 1,2 cm. Fe. I performed several long series of observations alternatively with "top off" and "1,2 cm. Fe on top" with chambers of 13 and 45 liters volume in the iron house between July and September 1949. The following table gives the results:

Table 1. *Difference of Ionization Observed.*

$(q_1 - q_2)$
0,072 I
0,050 I
0,223 I
0,044 I
0,035 I
0,012 I
0,048 I
Average... 0,0691 $I \pm$ 0,026 I
(Probable error $\pm$ 0,0178 I)

From these figures I determined q_A using the equation

$$0{,}0691 = q_A\,(1 - e^{-0{,}427})$$

and get for the air radiation

$$q_A = \frac{0{,}0691}{0{,}348} = 0{,}198\,I. \qquad (2)$$

The large fluctuations of the single values given above (although partly statistical) indicate that the effect of the "air radiation" is variable. This can be expected since we know that the radon content of the atmosphere is varying greatly, from day to day. The value mentioned above gives an *upper limit* of the average value q_A since it was tacitly assumed that the whole difference $(q_1 - q_2)$ is due to the absorption of gamma rays from the radioactive substances in the atmosphere in 1,2 cm. iron.

However we can also derive an estimate of a lower limit of q_A by computing the possible effect of the absorption of the soft component of cosmic radiation in 1,2 cm. Fe; taking the mass absorption coefficient of this soft component as $8{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm.^{2}/g (E. Regener) and the water equivalent of 1,2 cm. Fe as 9,4 cm. the exponential $e^{-0{,}0085\,.\,9{,}4}$ gives 0,923. Since the soft component could, according to our measurements, amount to not more than the total difference of 0,38 I observed when the top of the iron house (10 cm. Fe) was off and on, we see that $0{,}38 \cdot 0{,}923 = 0{,}351$ I would be the amount getting through 1,2 cm. Fe and only 0,03 I would be absorbed. If we assume that all of the difference of the ionizations observed with the "top on (10 cm. Fe) and top off" arrangement was due to the soft component of cosmic radiation, we can now derive a *lower limit* for the amount of air radiation:

Since I observed a difference $q_1 - q_2 = 0{,}069\,I \pm 0{,}018\,I$ when the iron house was completely open on the top and when it was covered with 1,2 cm. Fe we can now say that at the most only 0,03 I of this difference can be ascribed to absorption of the soft component of cosmic radiation. Subtracting this from 0,069 I we get 0,039 I as the lower limit for $(q_1 - q_2)$ to be ascribed to absorption of gamma rays of the radioactive substances in the atmosphere in 1,2 cm. iron. Inserting this value in our equation (2) we get

$$0{,}039 = q_A\,(1 - e^{-0{,}427}) = 0{,}348\,q_A, \qquad (3)$$

and from this

$$q_A = 0{,}112\, I. \qquad (4)$$

Thus it was possible to bracket the true value of the air-radiation q_A as lying somewhere between 0,198 and 0,112 I. Taking as an average for q_A 0,15 I we see that this is almost six times the mean average error of our observed value for $(q_1 - q_2)$. Thus *it is evident that the contribution of gamma rays from the radioactive substances in the air is real and cannot be neglected in the ionization balance.*

Its variability is clearly reflected in our measurements (Table 1). These variations naturally will often mask actual fluctuations of cosmic radiation, if the ionization chamber or counter tube is not shielded on the top against these "atmospheric" gamma rays.

II. The Total Ionization Produced by Radon, Thoron and Their Decay Products in the Atmosphere, Near the Ground.

A very simple method of determining the ionization produced by the alpha rays of these products was tried successfully during the fall of 1949 when the outdoor experiments were completed: the author assembled the iron house in the basement laboratory of the Physics Building at Fordham and determined first the ionization in the chamber when it was filled with aged inactive air from a steel cylinder while standing in the iron house. Then the chamber was evacuated and refilled with atmospheric air in the garden of the seismic station where all previous gamma ray and cosmic ray experiments were performed. These atmospheric air samples were taken about 3 feet above the ground. After filling, the chamber was put back into the iron house and the total ionization measured immediately. In a number of cases the readings were continued for several hours and further readings taken on the following day and even two or three days afterward.

It is clear that the difference between the total ionization observed in the iron house with aged (inactive) air and the atmospheric air in the chamber corresponds to the ionization by the alpha rays of radon, and its decay products (q_α). Thoron itself will, of course, not be measured since all of it would decay within the ten minutes or more which elapsed between the moment when the sample was taken and when the first measurement could be made. The effects observed, therefore, are mainly due to Radon and its decay products ($Rn + RaA + RaC$) and ($ThB + ThC$). The half life of ThB (10,6 hours) is short, as compared with the one of Rn (3,82 days) and so one can expect that within 2–3 days most of the ThB has decayed and only the Rn in equilibrium with its decay products survives.

The very low background of our chambers plus the cosmic ray ionization ($q_0 + q_C$) in the basement laboratory amounting together to only about 1,6 I allowed us to detect quite easily and with sufficient accuracy the effect (q_α) of the alpha rays from the radon, ThB, etc., introduced into

the chamber when the atmospheric air sample was admitted into the chamber. This effect amounted in most cases to between 1 and 2 *I*.

By taking readings immediately after the sample was filled into the chamber and one or two days later it was even possible to determine the percentage of ionization due to thorium products. This was accomplished in the following way:

When atmospheric air is introduced in the chamber it produces an ionization q which, added to the ionization produced by cosmic rays and the residual (warall) diation gives a total effect of

$$q_1 = q_0 + q_C + q_\alpha. \tag{5}$$

Measuring $(q_0 + q_C)$ in the chamber before the experiment one can obtain q_α immediately about ten minutes after the atmospheric air sample is introduced.

q_α is composed of the ionization produced by $(Rn + RaA + \ldots)$ and $(ThB + ThC + \ldots)$, both assumed to be in equilibrium. We denote the decay constant of radon with λ_1 $(2{,}097 \cdot 10^{-6}\,\text{sec.}^{-1})$, and of thorium B as λ_2 $(1{,}82 \cdot 10^{-5}\,\text{sec.}^{-1})$ and assume that a fraction x of q_α is due to $(Rn +$ decay products) while the fraction $(1 - x)$ of q_α is due to the decay products of ThB then we have, at a known time t later, a total effect q_α' which is

$$x\, q_\alpha\, e^{-\lambda_1 t} + (1 - x)\, q_\alpha\, e^{-\lambda_2 t} = q_\alpha'$$

or

$$x\,(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = \frac{q_\alpha'}{q_\alpha} - e^{-\lambda_2 t}$$

and

$$x = \frac{q_\alpha'/q_\alpha - e^{-\lambda_2 t}}{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}}. \tag{6}$$

From this we computed the relative contribution of the decay products of radium and thorium in the atmospheric air sample in each case, when q_α and q_α' (at least 10 hours later) were determined.

I carried out a number of experiments (with Mr. R. P. Vancour) determining q_α and the fraction x of radium products in November and December, 1949. The results are listed below in Table 2 and Table 3. A slight correction has to be applied to the measured values of q_α on account of the fact that alpha rays emitted from points near the chamber walls are not fully utilized. An empirical correction was worked out by W. Duane and A. Laborde[4]. For radon and its decay products in a cylindrical chamber the corrected value is obtained by dividing the measured value by $\left(1 - 0{,}572\ \frac{A}{W}\right)$ where A is the surface and W the volume of the ionization chamber. Accepting this correction as approximately valid also for the decay products of ThB and taking the values of A/W as 0,249 for our chamber (13 litres volume) we have

$$\left(1 - 0{,}572\ \frac{A}{W}\right) = 0{,}8575.$$

The values of q listed in the table are already corrected in this way.

The third column ("equivalent in curies/cm.^{3}") gives the number of curies of radon plus decay products which would produce the same ionization as the one actually measured in each case; this would include the thorium products, expressed in equivalent amounts of radon.

Table 2.

Date (1949)	q (corr.)	Radon equivalent in curie/cm.^{3}
Nov. 3	1,61 I	$79{,}8 \cdot 10^{-18}$
Nov. 4	1,28 I	$63{,}5 \cdot 10^{-18}$
Nov. 7	2,21 I	$109{,}6 \cdot 10^{-18}$
Nov. 10	1,57 I	$78{,}1 \cdot 10^{-18}$
Nov. 14	1,02 I	$50{,}5 \cdot 10^{-18}$
Nov. 15	1,58 I	$78{,}5 \cdot 10^{-18}$
Nov. 16	1,43 I	$70{,}9 \cdot 10^{-18}$
Nov. 21	1,56 I	$77{,}3 \cdot 10^{-18}$
Dec. 5	2,67 I	$132{,}6 \cdot 10^{-18}$
Dec. 6	0,82 I	$40{,}9 \cdot 10^{-18}$
Dec. 9	1,29 I	$64{,}0 \cdot 10^{-18}$
Dec. 14	1,06 I	$52{,}6 \cdot 10^{-18}$
Dec. 19	2,37 I	$117{,}6 \cdot 10^{-18}$
		Average = $78{,}2 \cdot 10^{-18}$

The computation of the radon equivalent in curies per cm.^{3} from the observed ionization q_α was based on the values given by St. Meyer and E. Schweidler [5]: 1 curie (radon) per cm.^{3} gives a saturation current of $2{,}75 \cdot 10^6$ e. s. u. and 1 curie of radon with its decay products

$$2{,}75 \cdot 10^6 \cdot \frac{1{,}55 + 1{,}70 + 2{,}20}{1{,}55} = 9{,}67 \cdot 10^6 \text{ e. s. u.}$$

10^{-16} curie/cm.^{3} therefore correspond to 2,01 I.

The radon content of air on the campus of Fordham University was measured by V. F. Hess [6] in 1941 and 1942 who used a differential ionization chamber method; the chambers were calibrated in curies by means of a radium standard solution, and the samples were taken 12 meters above ground.

Table 3.

Date (1949)	Fraction x (Radon + decay products)
Nov. 7—8	63,4%
Nov. 10—11	60,3%
Nov. 16—17	65,6%
Nov. 21—23	43,0%
Dec. 9—12	71,4%
Dec. 14—16	63,1%
Dec. 19—21	46,5%
Average...	59,0%

Our recent values of q_α are of the same order of magnitude as the average ($97 \cdot 10^{-18}$ curie/cm.^{3}) of my value in 1941—1942.

The following table gives the percentage x of (Radon + decay products) in the total ionization q measured in all those cases where q was conveniently large so that the effect could be measured at subsequent time with sufficient accuracy.

The experiments will be continued by R. P. VANCOUR within the next few months.

The percentage x for radon products is to be corrected for the presence of thoron in the lowest part of the atmosphere. We have already pointed out that our experimental procedure does not include the ionization produced by thoron itself.

An estimate of this effect is however possible if we assume again that thoron is in equilibrium with ($ThA + ThB + ThC$) within the first few meters above the ground.

Since the number of ions produced by each alpha particle of ThA is $1{,}92 \cdot 10^5$, of ThC $1{,}71 \cdot 10^5$, and of ThC' $2{,}54 \cdot 10^5$, while it is $1{,}23 \cdot 10^5$ for thoron itself and ThC' amounts to 65% while ThC only to 35% of the branched products, the average ratio of the ionizations produced by ThA + successive products to (Thoron + ThA + successive products) is

$$\frac{[1{,}92 + (0{,}35 \cdot 1{,}71) + (0{,}65 \cdot 2{,}54)]\,10^5}{[1{,}23 + 1{,}92 + (0{,}35 \cdot 1{,}71) + (0{,}65 \cdot 2{,}54)]\,10^5} = \frac{4{,}17}{5{,}40} = 0{,}77.$$

If therefore we obtain an average value of $x = 59\%$ for the radon family and $(1 - x) = 41\%$ for the ($ThA + ThC$) products, the latter value would actually—when we include thoron—have to be raised.

The average content of radon plus decay products found (Table 2) is $78{,}2 \cdot 0{,}59 \cdot 10^{-18} = 46{,}2 \cdot 10^{-18}$ curie/cm.^{3}. The equivalent of thorium products (including thoron) would therefore be $\left(\frac{78{,}2 - 46{,}2}{0{,}77}\right) 10^{-18} = 41{,}5 \cdot 10^{-18}$ equivalent curie/cm.^{3} and we see that the ionization produced by radon and its successive products at our point of observation is $1{,}462 \cdot 10^{-16} \cdot 2{,}01 = \mathbf{0{,}93}\ I$ while thoron and its products would contribute $1{,}415 \cdot 10^{-16}$ which corresponds to $\mathbf{0{,}83}\ I$. The conclusion is that thoron and its decay products contribute almost as much as radon and its successive products to the total alpha ray ionization in the atmosphere near the ground. This is in good agreement with the findings of other authors (see MEYER and SCHWEIDLER [5]) based on entirely different methods. It would be of interest to check these conclusions in other localities.

References.

1. HESS, V. F. and R. P. VANCOUR: Phys. Rev. **76**, 1205 (1949).
2. HESS, V. F.: Die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre (Ergebnisse der kosmischen Physik, 2. Band). Akadem. Verlagsgesellsch. Leipzig 1934.
3. KOHLRAUSCH, K. W. F.: Radioaktivität (Handbuch der Experimentalphysik Vol. 15. Akadem. Verlagsgesellsch). Leipzig 1928.
4. DUANE, W. and A. LABORDE: Comptes Rendus **150**, 1421 (1910).
5. MEYER, ST. and E. SCHWEIDLER: Radioaktivität, p. 587. (Teubner Verlagsges.), Leipzig 1927.
6. HESS, V. F.: Terr. Magn. **48**, 203 (1943).

551.594.2

(The Bernard Price Institute for Geophysical Research,
The University of the Witwatersrand, Johannesburg.)

The Distribution of Electricity in Thunderclouds*.

By

B. F. J. Schonland and **D. J. Malan.**

Abstract. A large thundercloud consists of a number of separate bipola generators associated with separate cells forming the cloud. Evidence obtaine by SIMPSON with the alti-electrograph showing that the lower negativ poles of these generators are usually at or above the freezing-level is supporte by three different arguments based upon the study of lightning discharge to earth. It is shown that positive point discharge from the ground ma produce isolated pockets of positive charge in the actual base. An outlin is given of recent experimental results which throw light upon the manne in which the lower negative poles of these separate generators link up wit the channel of the first stroke.

Zusammenfassung. Eine große Gewitterwolke besteht aus zahlreiche getrennten zweipoligen Generatoren und getrennten Zellen, die die Wolk bilden. Die von SIMPSON mit dem Höhen-Elektrographen gefundenen Ti weise, daß die tieferen negativen Pole dieser Generatoren gewöhnlich b oder über dem Gefrierniveau liegen, werden von drei verschiedenen Arg menten gestützt, die auf der Untersuchung der Blitzentladungen zur Erd beruhen. Es wird gezeigt, daß positive Spitzenentladung von der Erde h isolierte Gebiete von positiver Ladung in der wirklichen Basis hervorruf kann. In einem Überblick über neuere experimentelle Untersuchungen wi gezeigt, in welcher Weise die tieferliegenden negativen Pole dieser getrennt Generatoren sich mit dem ersten Blitzkanal verketten.

Résumé. Un gros nuage d'orage se compose de nombreux générateu bipolaires distincts et de cellules de nuage distinctes. Les preuves donné par SIMPSON à l'aide de l'alti-électrographe que les pôles négatifs inférieu de ces générateurs se trouvent en général au voisinage ou au-dessus du nive de congélation sont étayées ici de trois arguments tirés de l'étude des décharg des coups de foudre. On montre que les décharges positives de pointes niveau du sol peuvent créer des domaines isolés, chargés positivement, da la base du nuage. Passant en revue de récentes recherches expérimentall

* Dedicated to Professor Dr. H. BENNDORF on the occasion of his eighti birthday.

l'auteur montre comment les pôles négatifs les plus bas de ces générateurs distincts sont liés à la première trajectoire de décharge.

1. The general bipolar distribution.

The first observations of the distribution of electricity in thunderclouds were made in 1752 by Benjamin Franklin who found, from an examination of the polarity acquired by an insulated pointed rod when storms passed overhead, that the great majority of the cloud-bases examined by him were negatively charged. Franklin's conclusion, after some controversy, has been substantiated by many investigations in various parts of the world, carried out during the past twenty-five years.

These investigations, initiated by C. T. R. Wilson, and extensively developed in England and South Africa, have established that the upper portions of thunderclouds carry positive charges complementary to the lower negative charges and that the thundercloud is in effect a bipolar electrical machine, operating with a charging current of the order of four amperes [*1*].

It has also been shown by the alti-electrograph observations of Simpson, Scrase and Robinson [*2*] in England that the upper poles of these generators are centred near the top of the cloud at a height exceeding 4,6 kms., while the lower negative charges are at a height of about 3 kms. The actual bottom of the cloud in their observations was about 1 km. above the ground. They have drawn the conclusion that the main mechanism of electrification of the cloud must take effect at or above the freezing-level, which in these storms was approximately 2,9 kms. above the ground.

In view of the importance of this result and the fact that the alti-electrograph pilot-balloon method is not altogether suitable for probing an active thundercloud, we give below a brief account of three separate arguments in support of it which are based upon studies of the lightning discharge to ground. All these are directed towards learning the height at which the discharge starts.

2. The heights of the starting-points of flashes to ground.

a) That the seat of the lower negative charge in a thundercloud is usually much higher than the base of the cloud was shown by Schonland, Hodges and Collens in 1938 [*3*] from a comparison of the durations of leader-streamer processes when observed electrically (t_e) and photographically (t_p) for the same flash. Since t_e was found to be much larger than t_p, it was concluded that a considerable length of the leader process was hidden within the cloud and hence that the negative centre of charge was much higher than the base. The information collected by us in the course of these and other observations, in which photographic and field-change observations of the same leader were correlated, is summarised in Table 1 below.

The last column of the Table, excluding one very high value, shows that the ratio t_e/t_p varies from 1,14 to 3,37 with a mean value of 2,0.

Table 1.

Flash No.	Stroke No.	Leader Duration (μ-secs.)		t_e/t_p	Remarks
		t_e	t_p		
Y 3	2	240	170	1,41	
	3	3000	1900	1,58	
BV 2	2	2200	800	2,75	
BAU 2	2	1350	1000	1,35	
BX	17	1000	300	3,33	
	19	540	160	3,37	
	23	4000	500	8,00	excluded from mean
BBD 1	2	1200	850	1,41	
	5	200	120	1,66	
BCZ 2	3	1600	1400	1,14	
			Mean t_e/t_p	2,0	

Since the visible vertical length of these flashes is from two to two an a half kms., this argument indicates that the negative leader proce starts from a height of 4,0 to 5,0 kms. above the ground.

b) A second indication of considerable heights for the starting-point of lightning leader processes is given by a study of the variation of th form of the electrical field-change produced by the leader with distance For a vertical discharge this depends upon the ratio D/H, of the horizonta distance (D) from the point of observation, to the height (H) of th starting-point of the leader. We have shown [*4*] that the final field change at the moment the leader strikes the ground should be zero whe $D/H = 0{,}79$. On our records of leader field-changes, this effect is ob served for values of D ranging from 4 to 7 kms. Hence H in these discharge may be estimated as from 5 to 9 kms., the variation being due mainl to the departure of discharge channels from the vertical.

It must be stated that both a) and b) above, as well as the result of Table 1, refer to strokes subsequent to the first. In the case of firs leader-processes we have reason to think that the charge-centre producin the leader is closer to the base of the cloud than the centres tapped b later strokes.

c) The mean height, as distinct from the starting height discusse above, of all the negative centres involved in single discharge to groun can be found by means of a network of at least three separate field strength measuring instruments suitably spaced and each recording th change of field produced by the same lightning flash whose position separately determined. If ΔE_n is the field-change observed on the nt instrument at a mean horizontal distance D_n from the charge-centr of total charge Q and mean height H, we can write as a first approximatio

$$\Delta E_n = \frac{2QH}{(D_n^2 + H^2)^{3/2}}.$$

By using three instruments at a spacing of about 7 kms., the observations can be used in the first place to fix the D_n's, their approximate values being known from direct observation from one point of the flash and its lightning-thunder interval. It is then possible to determine the electric moment $2QH$ and the mean height H separately. Observations by Mr. V. BARNARD of this Institute, using this method, have yielded values for H varying from 2,5 to 8,7 kms. in 10 discharges with a mean of 5,2 kms. $2QH$ is found to range from 41 to 495 coulomb-kilometres with a mean of 190 coulomb-kilometres. Earlier determinations from cloud flashes in South Africa [5] have given average values of 90 coulomb-kilometres.

The results of these three methods of ascertaining the height of the lower negative charge are summarised in Table 2 below.

Table 2. *Heights of lower negative charge.*

Method	Height in kms.		Remarks
	Range of Variation	Mean	
a) Leader durations	4,0 to 5,0	4,5	Lower edge of charge
b) Leader field-changes	5,0 to 9,0	7,0	Lower edge of charge
c) Mean heights from total field-change network	2,5 to 8,7	5,2	Centre of charge

The results in column 2 of the Table show considerable variation in the values of the heights obtained. In spite of the roughness of the estimates this variation is undoubtedly real in part since the various separate charge-centres in the cloud must be expected to be at different heights at different stages in their history. The important conclusion which can be drawn is, however, that all three methods of study tabulated above indicate values for the mean heights which are greater than the height of the freezing-level, which in our storms is approximately 3,7 kms. above the ground. They therefore confirm the observations of SIMPSON and his associates by entirely different methods and in a semi-tropical area and support their conclusion that the mechanism of thunderstorm electrification is to be sought in processes involving ice and snow.

3. The position of separate generating-centres in a thundercloud.

It was shown by SCHONLAND in 1938 [5] that in order to explain the origin of the separate strokes in a lightning discharge to ground it was necessary to suppose that the thundercloud usually consists of a number of separate and independent generators. The interval of time (T) between one stroke and the next was considered to be occupied by the passage of a junction-streamer which connected a new centre of charge from a new generating area to the top of the main channel. The product of the most usual value of T, 0,03 secs., and the most frequently observed velocity of a stepped leader process, 2×10^7 cms./sec., gave, on this hypothesis,

6 kms. for the most frequent distance between separate centres of negative charge.

At the time this suggestion was made it left several difficulties unanswered. The first was the absence of meteorological evidence which would supply the mechanism for a number of separate generating centres in a single cloud. This difficulty has now been met by the results of various investigations which have shown that the thundercloud may contain a number of discrete cells, in each of which the updraught is strong enough to produce a separate generation of electrical charge. The diameters of these cells are stated [*6*] to be from 2 to 8 kms. and the spaces between them up to 2,5 kms. in width.

The second difficulty arose from the fact that, through lack of a suitable technique, there was no observational evidence of the changes of field which should be caused in the intervals between strokes by the hypothetical junction-streamers. This difficulty has been removed in recent studies made in this Institute with an electrostatic fluxmeter [*7*], specially designed for the purpose.

These observations clearly show that the junction-streamers postulated above start connecting up new centres of charge with the main discharge channel as soon as each stroke is over and in this way provide a path for a new leader-streamer to follow. It has proved possible to show from the field-changes due to the junction-streamers that in the case of a discharge to ground involving many strokes, the first few strokes tap negative centres which are much lower in the cloud than later ones. In a number of cases the junction-streamers are found to be positive streamers passing from the positively-charged top of the original channel to new negative centres. They probably travel with velocities somewhat lower than those originally postulated for negative streamers in the reverse direction. This lower velocity not only fits the meteorological data rather better but also provides an explanation for the absence of any significant stepped effects on field-change records between strokes.

The important feature of these results for our present purpose is that they indicate without ambiguity that the separate generating centres in the separate cells of a thundercloud are at any particular moment in different stages of development. The lower negative charges of some are very high up and of others fairly low down. This is what would be expected if the generating mechanism had its origin in a region at or above the freezing level and the negative charge moved downwards on large raindrops after it had been produced on ice particles much higher up.

4. Positive pockets and the effects of point-discharge from the ground

These conclusions have a bearing upon the charge on the large raindrops in and near the actual bottom of the cloud. The lower portion of the cloud is continually receiving a strong positive conduction-current from ions produced by point-discharge at the ground. This current will tend to neutralise the charge on the base of the cloud and may even

reverse its sign. The point-discharge ions in the air will have a mobility of the order of 1,0 cms./sec. per volt/cm. and even in fields as large as 10.000 volts/metre they will have a velocity of no more than 100 cms./sec. Since the horizontal components of the updraughts below the cloud can well reach values comparable with this figure, the ion-stream can easily be entrained by the winds so as to enter the cloud-base at points where the updraught is strongest. This process could lead to such a concentration of the point-discharge current in certain regions as to reverse the negative charge on the drops there and to produce pockets of positive charge in the base. Such pockets have been found by SIMPSON and his associates embedded in the negatively-charged bases of many thunderclouds investigated with the alti-electrograph [*2*]. They consider that these pockets arise from the well-known breaking-drop mechanism but it would seem to us possible that they may be due to converging streams of positive point-discharge ions. They may have an important influence in providing the strong local field necessary to trigger off the first stroke of a flash, such a field causing electrical breakdown between the positive pocket and the nearest centre of negative charge.

References.

1. and *5.* Summarised in "Atmospheric Electricity", B. F. J. SCHONLAND, Methuen and Co., London 1932.

2. SIMPSON, Sir G. and F. J. SCRASE: Proc. Roy. Soc. A. **161**, 309—352 (1937); SIMPSON, Sir G. and G. D. ROBINSON: *ibid.* A. **177**, 281—329 (1941).

3. SCHONLAND, B. F. J., D. B. HODGES and H. COLLENS: *ibid.* A. **168**, 56—75 (1938).

4. MALAN, D. J. and SCHONLAND, B. F. J.: *ibid.* A. **191**, 485—503 (1947).

5. SCHONLAND, B. F. J.: *ibid.* A. **164**, 132—150 (1938).

6. Dept. of Commerce, U. S. A., Civil Aeronautics Administration, Aviation Safety Release No. 304 (1950).

7. MALAN, D. J. and B. F. J. SCHONLAND: Proc. Phys. Soc. **63**, 402 (1950).

551.594.22: 551.501.7

(Carnegie Institution of Washington, Department of Terrestrial Magnetism.)

Measurements by Airplane of Electric Charge Passing Vertically through Thunderstorms to Ground*.

By

G. R. Wait.

With 3 figures.

Summary. The electric current passing vertically through thunderstorms has been measured above the thunderheads with apparatus mounted on a B-29 airplane. The direction of the resulting current, in all cases, was such as to maintain the negative charge found over the fair-weather region of the earth. The average magnitude of the current per storm was one ampere, an amount required of the average storm if the fair-weather charge is to be maintained through thunderstorm activity. Other results obtained are summarized at the end of the article.

Zusammenfassung. Der elektrische Strom, der vertikal durch Gewitter fließt, wurde oberhalb der Gewitterwolken mit Apparaten gemessen, die auf einem B-29-Flugzeug montiert waren. Der resultierende Strom war in allen Fällen so gerichtet, daß er die negative Ladung über dem Schönwetter-gebiet der Erde zu erhalten sucht. Die mittlere Stromstärke pro Gewitter betrug 1 Amp., welcher Durchschnittsbetrag gerade erforderlich ist, um die Schönwetterladung durch Gewittertätigkeit aufrechtzuerhalten. Weitere Ergebnisse sind am Ende des Aufsatzes zusammengefaßt.

Résumé. On a mesuré à l'aide d'appareils montés sur un avion B-29 le courant électrique vertical issu des nuages orageux, au-dessus de ceux-ci. La direction du courant résultant était toujours telle qu'il tendait à maintenir la charge négative au-dessus de la région de beau temps de la terre. L'intensité moyenne par orage était de un ampère, valeur précisément nécessaire pour maintenir la charge de beau temps par l'activité orageuse. D'autres résultats sont résumés à la fin de l'article.

It is an established fact that during fair weather the electric field of the earth is of such a sign as to be accounted for by a negative charge

* Dedicated to Professor Dr. H. Benndorf on the occasion of his eightieth birthday.

on the surface of the earth. It is also well known that, due to the fact that the atmosphere is a conductor of electricity, the negative charge is continually being dissipated. This charge must be continually renewed, for the electric field of the earth would fall to one-tenth of its initial value [1] in about 10 minutes if the supply of charge were to be suddenly cut off. Various theories have been proposed to account for the maintenance of fair-weather charge of the earth. The one which is probably regarded as the most promising was proposed by C. T. R. Wilson [2] in which the replenishment of charge takes place through the medium of thunderstorms.

Mauchly [3], in 1921, first pointed out the fact that the chief component of the diurnal variation in the potential gradient is a wave of 24-hours period which occurs *simultaneously in all localities*. The time of maximum varies with time of year but is roughly between 15 and 19 hours G. M. T. Attention was called by Appleton [4] to the fact that the time of maximum effect from thunderstorms of the world coincides approximately with the time of maximum of the potential gradient diurnal variation curve. More detailed examination of this matter was later carried out by Whipple [5] and Whipple and Scrase [6]. Utilizing thunderstorm data assembled by C. E. P. Brooks [7] they showed that the universal wave in the diurnal variation curve of potential gradient agrees very closely to that for the average thunderstorm frequency of the world. This may be considered as strong evidence in favor of the thunderstorm theory of Wilson concerning the maintenance of the fair-weather charge of the earth. Brooks concluded that some 1800 thunderstorms were in progress at any one instant throughout the world. Assuming the same air-earth current density as found over the oceans, a total of 1700 amperes are flowing continuously between the earth and the upper conducting layer during fair weather. Thus each thunderstorm must, on the average, account for about one ampere, negative charge to ground.

A balance sheet of quantity of electricity lost or gained by one square kilometer of the earth's surface per year at Cambridge has been drawn up by Wormell [8]. Some of the values, as pointed out by Chalmers [9], may be somewhat open to question. The value of current density during fair weather was assumed to be equal to $2 \cdot 10^{-6}$ ampere per km^2. This value is in agreement with that observed at many places, particularly in Europe. It is, however, lower than that observed at many other land stations and particularly over the ocean areas. The estimate would probably be improved if made on the basis of the average value observed over the ocean areas. This would increase the estimated value by 60 to 70 percent and thus increase the "Fairweather conduction current" estimate from 60 to about 100 coulombs, per square kilometer per year. The element noted by Wormell as "precipitation current" is also open to question. One cannot yet with any certainty assign the magnitude, and possibly the sign to this portion of the contribution. It is relatively small so provisionally this estimate might be left unchanged. The contribu-

tion due to lightning discharge is likewise uncertain but may tentatively be left as originally indicated. The estimate of contribution due to point discharges is much too large since no allowance was made for the almost entire absence of thunderstorms over the oceans. The indicated estimate should be reduced to perhaps 30 coulombs. The table as originally drawn up and also as revised is shown in Table 1.

Table 1. *Balance sheet of quantity of electricity gained each year by one square kilometer of the earth's surface.*

	Estimate by WORMELL (Coulombs/km²)	Revised estimate (Coulombs/km²
Fairweather conduction current	+ 60	+ 100
Precipitation current	+ 20	+ 20
Point discharge current	— 100	— 30
Lightning discharge current	— 20	— 20
Total...	— 40	+ 70

According to the revised estimate there is insufficient negative charge returned to ground by thunderstorms to maintain the loss of negative charge during fair weather. Whether this apparent lack of balance is due to our inability to estimate correctly the various contributions or is real cannot be decided on the basis of our present knowledge. This only emphasizes the need for further and more precise information concerning the various contributions tabulated. WHIPPLE and SCRASE [6] suggested that, if the WILSON theory be true, a negative potential gradient must exist above thunderstorms. They proposed to investigate this matter by means of balloons. After the close of World War II, O. H. GISH and the writer made plans to utilize an airplane for a similar type of investigation.

This investigation, in which it was planned to measure the vertical electric current flowing to earth through thunderstorms, was carried out as a co-operative project between the United States Air Force and the Carnegie Institution of Washington. The vertical current density was calculated from simultaneously measured values of potential gradient and electrical conductivity of the air. Two sets of rotating vane Gun type of electric field meters were used, one was mounted on the top and one on the bottom of the right wing each about a half cord length in from the tip [*10*]. Two sets of Gerdien type conductivity airflow tubes were used, one for the positive and one for the negative conductivity and were mounted under the left wing. Electronic amplifiers for each piece of equipment were mounted in the rear compartment of the plane. Each amplifier was supplied with a meter the deflection of which was a measure of the respective element. All the meters were mounted in a photo panel and a picture of the panel taken on 35 mm moving picture film every two seconds or less frequently when desired.

An endeavor was made to fly in the clear and make several traverses from various directions over the top of each thunderstorm. Some difficulty was encountered in always carrying out this program. Most of the clouds associated with a thunderstorm extended above 40,000 feet (= 12 km.) altitude and in many cases above an altitude of 50,000 feet (= 15 km.). While the plane usually succeeded in getting above the concentration of charge it often could not acquire sufficient altitude to escape the top portions of a cloud above the storm. Measurement of the conductivity within clouds was difficult and often impossible due to the effect of breaking drops on the central electrode of the apparatus. In general the field meters continued to operate successfully during such times. In a few instances there was difficulty because of ice accumulating on the exposed parts and thus interfering with the proper functioning of the equipment.

The presence of an electric charge on the plane had a pronounced effect on the measurements with the field meters. By using the two meters, however, it was possible to separate the effect due to a charged wing from that due to a charged thundercloud. In some cases, it was found that the charged plane also affected the measurements of conductivity. A particular sign of charge on the wing where the conductivity air-flow tubes were located affected the readings of the meter measuring that same sign of conductivity. The meter measuring the opposite sign of conductivity showed no effect. The effect of the charge on the wing was always to reduce the meter reading. It was possible, however, to make corrections for this effect and thus to evaluate the conductivity.

The possibility of an increase in the electrical conductivity of the air occurring over a thunderstorm due to the effect of the large electric field of the cloud has been pointed out by Wilson [2]. In case of a cloud of positive polarity (positive above), negative ions might be drawn down from the upper conducting layer and thus increase the concentration of negative small ions in the air above the cloud. While not discussed by Wilson, there might also be expected to form a negative space charge above a cloud of this polarity. Both would tend to increase the negative conductivity of the air in this region. No increase was detectable, however, in this element on any flight. In other words, both the positive and negative conductivity of the air above a thunderstorm are essentially the same as that at the same altitude and well beyond the influence of the storm.

The electrical conductivity of the air was found to increase with altitude. The rate of increase was similar to that found by Gish and Sherman [11] on the Explorer II flight. The average relationship between conductivity and altitude is indicated by the equation: $\lambda_h = \lambda_0 + A\,h^2$, where h represents the altitude of the observations, λ_h is the value of the conductivity at this altitude, λ_0 is the value of the conductivity at the ground and A is a constant. Considerable scatter in the value of both λ_0 and of A were found for the various flights. The mean value of the residual, ϱ, (ϱ being the difference between the mean and any given individual value) in the case of λ_0 is about 40 percent of the mean value,

while that for A is about 14 percent. A mean of the constants derived from the data from 6 sets of measurement together with those obtained from the Explorer II data is shown in Table 2. The value of the constant A given in Table 2 is on the basis of the altitude h being indicated in kilometers.

Table 2.

Source of Data	Sign of Conductivity	Value of Constant	
		A	A_0 (in e. s. u.)
Explorer II ..	Positive	$2{,}44 \cdot 10^{-5}$	$1{,}0 \cdot 10^{-4}$
B-29	Positive	$1{,}94 \cdot 10^{-5}$	1,5
B-29	Negative	$2{,}17 \cdot 10^{-5}$	0,5

The electric fields over the tops of thunderstorms surveyed on this project were as large as 600 volts per cm. with an occasional instantaneous

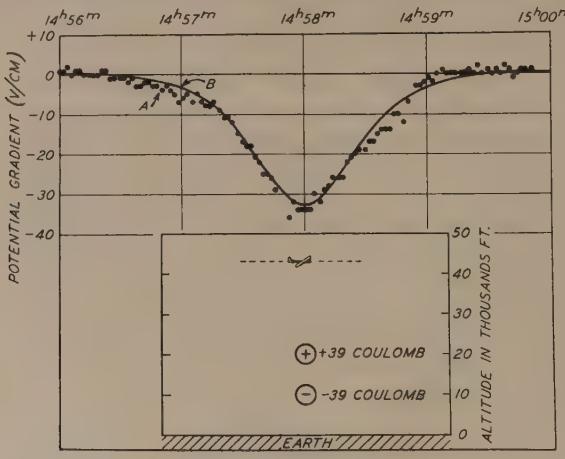


Fig. 1. Potential Gradient (vertical Component) over Thunderstorm, October 28, 1948, Storm No. Traverse No. 8; (A) observed, (B) calculated for Model shown.

value about three times as great. The manner in which the electri field varied during a traverse across the top of a thunderstorm indicated at least for those with a simple structure, that they were bipolar in natur and conformed to the WILSON model, having the positive pole abov An example of this is shown in Fig. 1, where the field over the top ca be accounted for very closely on the basis of a positive charge of 3 coulombs at 20,000 feet altitude and one of similar amount but of opposit sign at half this altitude, the traverse of the plane having been mad at an altitude of 43,000 feet. The effect of a lightning stroke, in th case from the upper pole to ground, is shown in Fig. 2. Storms showin more intense fields are usually of a more complicated nature as illustrate in Fig. 3, where the results of measurements made on three differe

raverses over the top of a thunderstorm are plotted against time. The eneral pattern of field on this storm remained essentially the same be- veen the first and the last traverse which were separated in time by an

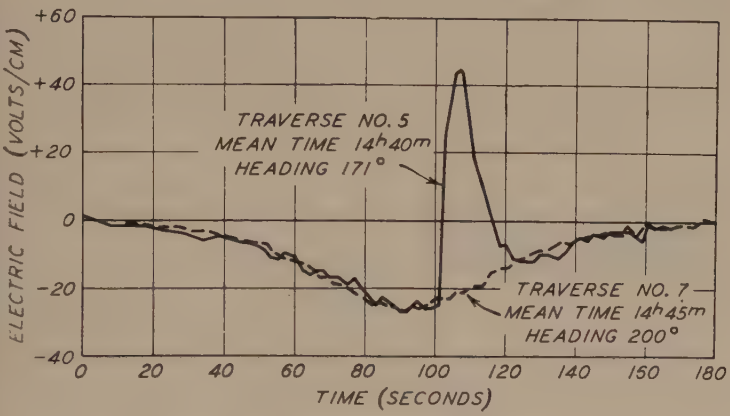


Fig. 2. Electric Field over Thunderstorm on October 28, 1948.

our, indicating that the general disposition of charges in the clouds ay not change greatly over such a period. The individual details of elds such as occur in Fig. 3 vary greatly from one traverse to another.

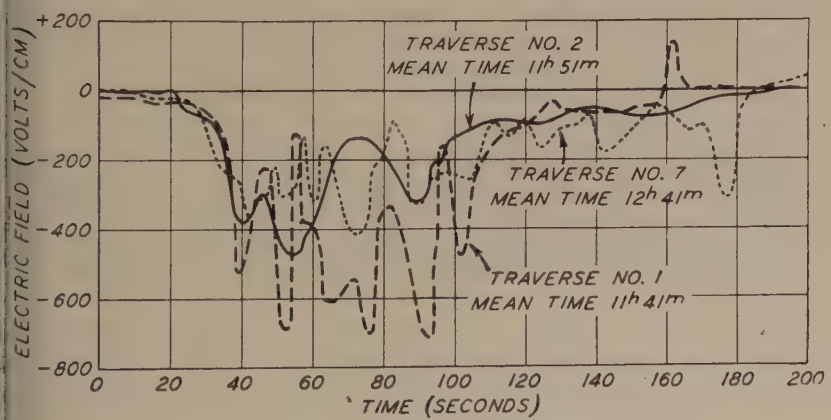


Fig. 3. Electric Field over Thunderstorm on August 17, 1948.

he rapid variations in field intensity are probably due to lightning ashes from cloud to cloud or from cloud to ground.

Measurements of the electric field and the positive and negative nductivities of the atmosphere were carried out successfully over a tal of 21 thunderstorms and 65 traverses. From simultaneous measure- ents of these elements the current density at various points on each

traverse was computed. The total current for a particular storm was th integrated value of current densities. The general results obtained c this project may be summarized as follows:

1. Evidence of bipolar nature of thunderstorms, positive above an negative below in accordance with the Wilson Model was obtained.

2. The resultant current through each of the storms surveyed wa in a direction such as to transfer a negative charge to ground.

3. The current per storm was found to vary all the way from abou 0,1 to 6 amperes.

4. The average current per storm, giving each storm a weight unity, is 0,8 ampere. Giving each transit a weight of unity the averag current per storm is 1,0 ampere.

5. Neither the positive nor negative conductivity of the air is appr ciably altered through the action of strong electric fields over thunde storms.

6. The manner in which the conductivity of the air varies with altitud is in good agreement with that found on Explorer II.

References.

1. Swann, W. F. G.: Terr. Mag. **19**, 205—218 (1914).
2. Wilson, C. T. R.: Trans. R. Soc. A, **221**, 73—115 (1920).
3. Mauchly, S. J.: Phys. Rev. **18**, 161—162 and 447 (1921).
4. Appleton, E. V.: Proc. Instn. Soc. Elec. Engrs. (1924); London, Pro Phys. Soc. **37**, 49 D (1925).
5. Whipple, F. J. W.: Q. J. Roy. Met. Soc. **55**, 351 (1929).
6. Whipple, F. J. W. and F. J. Scrace: London, Met. Office Geophy Mem. **68** (1936).
7. Brooks, C. E. P.: London, Met. Office Geophys. Mem. **3**, 145—164 (192
8. Wormell, T. W.: Proc. R. Soc. A, **127**, 567—590 (1930).
9. Chalmers, J. Alan: Atmospheric Electricity, Oxford 1949.
10. Gunn, R., W. C. Hall, G. D. Kinzer, et al.: Proc. Inst. Radio En **34**, 156—177, 241—254 (1946); R. Gunn: Phys. Rev. **71**, 181—1 (1947); R. Gunn: Rev. Sci. Instr. **20**, 291—296 (1947).
11. Gish, O. H. and K. L. Sherman: Nation. Geog. Soc. Contrib. Tec Papers, Stratosphere Ser., No. 2, 94—116 (1936).

551.594, 223 (45)

nstitut für Geophysik und Institut für Physik der Universität Turin.)

Über einige in Oberitalien beobachtete Kugelblitze.*

Von

G. Aliverti und **G. Lovera.**

Zusammenfassung. Nach Vorausschickung einiger Betrachtungen über die heorien zur Erklärung des Kugelblitzes werden einige neue, in Oberitalien eobachtete Fälle dieser Erscheinung beschrieben und eine Deutung derselben ersucht.

Summary. First some considerations on the theories concerning the ball-ghtning are resumed; then some new examples of this phenomenon are escribed, and their interpretation is proposed.

Résumé. Après avoir exposé quelques considérations sur les théories oncernant l'éclair globulaire, on décrit quelques exemples nouveaux de phénomène dont on essaie aussi l'interprétation.

Seit Jahrhunderten ist die Erscheinung des sogenannten „Kugel-litzes" bekannt, und trotzdem es sich im Grunde genommen nicht um n seltenes Ereignis handelt, ist man doch zu keiner befriedigenden rklärung desselben gelangt, die es gestattet hätte, das ganze Aussehen nd die Eigenschaften dieser Erscheinung zu verstehen. Abgesehen davon, aß sie zu ihrer Erklärung größere physikalische Kenntnisse als die, elche wir heute besitzen, verlangen dürfte, sind es zwei Ursachen, die as objektive und nützliche Studium des Kugelblitzes erschweren: Sein ufälliges Auftreten, das gewöhnlich von sehr kurzer Dauer ist, und der r sorgfältige Feststellungen nicht sehr geeignete Geisteszustand der eobachter, die sicher infolge der Macht der Erscheinung und der damit rbundenen Gefahr erstaunt und etwas benommen sind.

Schon verschiedene Forscher wie Galli, Brand, Mathias, Humphreys aben sich der Mühe unterzogen, zahlreiche Berichte über Kugelblitze sammeln, und nach Kenntnisnahme von Hunderten von Fällen haben nige versucht, eine Bilanz zu ziehen, indem sie das Aussehen und die genschaften der Erscheinung verzeichneten; doch muß aus ihren Ar-

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

beiten geschlossen werden, daß es unmöglich ist, eine vollständige un befriedigende Erklärung dafür zu geben. Daneben sind auch Versuch zu einer physikalischen Deutung gemacht worden, die von Laboratorium versuchen unterstützt waren (Toepler, Righi).

Es gibt im wesentlichen zwei Deutungsweisen: Der Kugelblitz wir entweder als zu einer eben stattfindenden elektrischen Entladung ge hörend betrachtet oder als ein gasförmiges System, das, genetisch vo einer vorhergehenden Entladung (Blitz, Blitzschlag) herrührend, doch ein selbständige Existenz besitzt und imstande ist, eine gewisse Zeit au Kosten der ihm innewohnenden Kraft zu verharren.

Typisch für die erstere Gruppe von Hypothesen ist die von diese Gesichtspunkt aus am gründlichsten ausgearbeitete Toeplersche Theor (bezüglich Einzelheiten über diese Theorie und andere Zitate siehe di Arbeit von Brand [*1*] über Kugelblitze). Toepler vermutet, daß läng des Ionisationskanals, der von einem anfänglichen linearen Blitz od Blitzschlag hinterlassen wird, sich in entsprechenden Verhältnissen ein dunkle elektrische Entladung, abgesehen von einer engen leuchtende Zone, hinziehen kann, die eben den Kugelblitz darstellen würde. Es i daher nötig, daß für eine gewisse Zeit (d. h. für die Gesamtdauer de Erscheinung) an den äußersten Enden des Kanals die Zuführung vo elektrischen Ladungen, die das Hinfließen längs des Kanals speisen un dessen Existenz aufrecht erhalten, nicht aufhört, was zwar für Kuge blitze von kurzer Dauer (3 bis 5 Sek.), besonders wenn diese im Freie beobachtet werden, plausibel sein mag, dagegen nicht für Kugelblitz von viel längerer Dauer bis zu 1 oder 2 Minuten, und ebensowenig fü solche in geschlossenen Räumen.

Nach dieser Theorie würden sich die horizontalen Bewegungen de Kugelblitzes mit einer Verschleppung des Kanals durch den Wind e klären lassen, und die vertikalen Bewegungen mit etwaigen Veränderunge des Potentialgefälles und der Intensität der Entladungsströmung. Ma hat ebenfalls Meldungen von deutlichen Abweichungen der Bahn d Kugelblitzes von der mittleren Windrichtung, darf jedoch nicht ve gessen, daß bei Windstößen im Gewitter beträchtliche Schwankunge in der Richtung der einzelnen Windstöße gegenüber der vorherschende Richtung auftreten können.

Es ist bekannt, daß der Kugelblitz zuweilen verschwindet, indem lautlos oder manchmal unter Auflösung einer Detonation erlischt, d auch von Aussendung kleiner Blitze begleitet sein kann. Nach d Toeplerschen Theorie tritt der erstere Fall ein, wenn entweder die z Aufrechterhaltung des Prozesses nötige Zufuhr von Ladungen aufhö oder z. B. der Entladungskanal durch den Wind unterbrochen wir Dagegen kann eine plötzliche größere Zufuhr von Ladungen einen neu linearen Blitz längs des Entladungskanals erzeugen, und darauf wäre d mit dem Verschwinden des Kugelblitzes verbundene Detonation zurüc zuführen. Der lineare Blitz könnte in Übereinstimmung mit dem Kug blitz selbst entstehen, wenn schon ein intensiver Stoßionisationsproz begonnen hat.

Doch nicht selten zeigt der Kugelblitz sowohl in seinen Bewegungen als auch in seiner Dauer eine Autonomie, die zur Annahme führt, daß er sich vom Entladungskanal entfernt und eine selbständige Existenz erworben haben muß.

Daraus entspringen zahlreiche Theorien, die den Kugelblitz als ein System betrachten, das sich aus einem anfänglichen Entladungsprozeß, dem es seine Entstehung verdankt, befreit hat und durch seine eigene innere Energie selbständig fortdauert. Diese letztere wäre nach Meinung der verschiedenen Verfasser von mechanischer Natur (Wirbelbewegungen) oder von thermischer, elektrischer, oder chemischer Natur (Gegenwart von Substanzen, die imstande sind, exothermische Reaktionen hervorzurufen). Für die ältesten Arbeiten weisen wir auf die schon erwähnte Bibliographie im Brandschen Buche hin. Jedenfalls scheint es uns von Interesse, hier zwei Theorien dieser Art zu erwähnen, die später als dieses Werk erschienen sind. Nach A. Meissner [2] wäre der Kugelblitz ein Wirbel von kleinen Ausmaßen, erzeugt von zwei Linienblitzen, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen, sich nicht begegnen, aber auf einer gewissen Strecke nebeneinander herfahren, oder ein Wirbel, der entsteht, wenn die Bahn eines einzigen Blitzes eine enge Ausbuchtung hat, deren gegenüberliegende Seiten deshalb von der Entladung in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen werden. Einem Teil der Luftmasse, die den Blitz mit sich fortreißt, kann alsdann eine Drehbewegung zugeschrieben werden. Im Innern des so gebildeten Wirbels würde dann noch eine Depression weiter bestehen und die Erscheinung ihre Stabilität bewahren, bis die Zentrifugalkraft den äußeren Überdruck ausgleicht. Die betroffenen Luftmassen, die vom Entladungskanal oder dessen nächster Umgebung herkommen, würden stark ionisiert und erregt und dadurch leuchtend.

Diese Hypothese würde eine bei einem großen Teil der Kugelblitze experimentell festgestellte Eigenschaft erklären, die sich anscheinend oft um sich selbst drehen. Die kombinierte Wirkung der Gegenwart einer einpoligen Ladung im Kugelblitz, die Erscheinungen von elektrostatischer Induktion mit der Drehbewegung hervorrufen kann, würde das seltsame Verhalten gewisser Kugelblitze, die an Metalldrähten entlang schweben, sich rhythmisch einander nähern und sich wieder entfernen, erklären. Doch nach unserer Ansicht ließen sich diese Erscheinungen auch auf das Verhalten einer eben stattfindenden Entladung zurückführen.

Nach Th. Neugebauer [3] hingegen soll sich am Ende des Kanals eines Linienblitzes, der den Erdboden erreicht (Blitzschlag) oder in der Luft erlischt (z. B. die Abzweigung eines Blitzes), manchmal eine Art von großem Tropfen bilden, der aus einem Gemisch von Elektronen, positiven Ionen und Gasmolekülen besteht. Bei der Annahme, man habe ein Gemisch von positiven und negativen Ladungen mit einer Dichte von fast gleichem absolutem Wert vor sich (was im Kontrast zur Meissnerschen Theorie steht), verschwindet die elektrostatische Wechselwirkung, und es bleibt als einzige Wechselwirkung die durch Austauschkräfte hervorgerufene, die auf das Elektronengas einwirken. Wenn ferner die

Ionisation eine sehr starke ist, so daß die Zahl n der Elektronen (ebens die der positiven Ionen) von derselben Größenordnung ist wie die Zah der bei normaler Temperatur und bei normalen Druck ($n \cong 2{,}7 \cdot 10^1$ pro cm^3) in einem Gas vorhandenen Moleküle, so beweist dies, daß dies Austauschkräfte genügen, um die Ionenwolke in einer Art von meta stabilem Gleichgewicht zusammenzuhalten. Die Kohasionskräfte müsse im Gleichgewichtszustande die durch die thermische Bewegung hervor gerufene Tendenz zur Ausdehnung ausgleichen. Neugebauer findet, da es für jeden Wert n der Elektronendichte (Zahl von Elektronen pro cm^3 eine kritische (absolute) Temperatur T gibt, über die hinaus die Ionen wolke wegen der thermischen Bewegung nicht mehr stabil ist: T is proportional $\sqrt{n}$ (z. B. für $n \cong 2{,}7 \cdot 10^{19}$, $T = 632° K$).

Wenn die Dichte der Ionenmasse praktisch der der umgebende Luft gleich ist, hätte man den schwebenden beweglichen Kugelblitz der in der Regel weder gefährlich für die Menschen, noch schädlich fü die Gegenstände ist. Bei größeren Elektronen- und Ionendichten würd man dagegen den anliegenden Kugelblitz erhalten; er wäre auch be höherer Temperatur als die vorhergehende stabil. Dies würde sein größere Helligkeit erklären und er wäre wegen seiner größeren innere Energie auch gefährlich.

Was die beiden Arten des Verschwindens des Kugelblitzes nac diesem Modell anbelangt, muß man vor allem bemerken, daß vom Augen blick der Bildung an n mit der Zeit durch Rekombination und die Tem peratur infolge von Wärmeausstrahlung abnimmt. Wenn die Temperatur abnahme überwisgt, zieht sich der Kugelblitz zusammen, indem di Austauschkräfte immer mehr die Oberhand gewinnen. Das Zunehme an Dichte bringt jedoch auch eine größere Rekombinationsmöglichkei mit sich, und der Kugelblitz erlischt nach und nach. Wenn dagege die Abnahme von n überwiegt, wenn sich die Elektronendichte so ver ringert hat, daß die Temperatur der Gasmasse den kritischen Wer überschreitet, können die Austauschkräfte nicht mehr die Wärme bewegung aufhalten, und der Blitz explodiert.

Was die Wiedervereinigung anbetrifft, wäre es nicht möglich, di Dauer des Kugelblitzes zu rechtfertigen, indem man den Wert des Wiede vereinigungskoeffizienten zwischen positiven und negativen Ionen i normalen Temperatur- und Druckverhältnissen ($1{,}55 : 10^{-6}$) anwende aber hier haben wir es mit Rekombination von Elektronen und positive Ionen zu tun, also mit einem Vorgang, dem nach Neugebauer ein vi kleinerer Koeffizient entspricht. Er wird außerdem noch weiter ve langsamt, sowohl von der Temperatur des Kugelblitzes, die — wie Neug bauer annimmt — einige Hundert Grad über der Raumtemperatu liegt, als auch von der Wirkung der Austauschkräfte, die die Elektrone gebunden halten, so daß uns eine Dauer von mehreren Sekunden, eventue auch noch mehr, nicht wundern kann.

Im allgemeinen kann man sagen, daß keine von diesen Theorien a die vielfachen Äußerungen des Kugelblitzes zu erklären vermag; es i

vielmehr anzunehmen, daß je nach den Verhältnissen, in denen der Kugelblitz entsteht, dieser verschiedene Eigenschaften aufweisen kann, die ihn eher dem einen der vorgeschlagenen schematischen Prozesse als dem andern zuweisen lassen.

Da somit das Problem noch ungelöst ist, dürfte es von Interesse sein, mit der Beschreibung von Kugelblitzfällen fortzufahren, die von Leuten beobachtet wurden, die hinsichtlich ihres Beobachtungsvermögens und ihres gesunden Urteils volles Vertrauen verdienen. Aus diesem Grunde scheint es uns zweckmäßig, hier einige Fälle von Kugelblitzen mitzuteilen, von denen wir Kenntnis erhalten haben.

1. Fall: An einem Nachmittag im Sommer 1913 oder 1914 sah ein junger Mann in Pavia einen Kugelblitz durch ein offenes Fenster in ein Zimmer des ersten Stockes hineinfahren, in dem er dicht über dem Fensterbrett eine horizontale gerade Linie von ein paar Meter Länge beschrieb, um dann in gerader Linie seinen Weg nach dem oberen Ende des Fensters in der gegenüberliegenden Wand zu nehmen und dann aus dem oberen Winkel zwischen Mauer und angelehntem Gitter hinauszufahren, wobei er die Mauer abbröckelte und einen brenzlichen Geruch hinterließ; dieser Geruch wurde kurz nach dem Hinausfahren der Erscheinung wahrgenommen. Dauer der Erscheinung zirka eine Sekunde. Der Beobachter lag im Bett, war vollkommen wach und glaubte im ersten Augenblick, jemand habe von draußen einen Ball ins Zimmer geworfen. Der Blitz war kugelförmig, hatte einen Durchmesser von zirka 12 cm, deutliche Umrißlinien und ein volles, helleuchtendes Aussehen von gelblicher Farbe. Die Kugel drehte sich nicht um sich selbst und verursachte kein Geräusch. Der Himmel draußen war wegen des heraufziehenden Gewitters dunkel, doch regnete es noch nicht.

2. Fall: Ein anderer Kugelblitz wurde ebenfalls vor vielen Jahren (vielleicht 1908) am frühen Nachmittag eines Julitages in Somma Lombardo (Varese) gesehen. Ein junges Mädchen sah beim Verlassen des Gartens durch die Gittertür, wie von oberhalb einer geschlossenen Haustür zur Linken, etwa 100 m entfernt, eine leuchtende Kugel herabfuhr, die — bis zu 70 bis 80 cm vom Erdboden angekommen — mit einer ziemlichen Geschwindigkeit die Straße geradlinig in horizontaler Richtung durcheilte. Sie fuhr an dem im Gitter stehenden Mädchen vorbei und lief immer weiter geradeaus, einen eigenartigen mitreißenden Einfluß auf dieses ausübend, so daß es der Erscheinung folgte, doch immer weiter hinter dieser zurückblieb, bis beide in dem weiten Hof eines Nachbargebäudes anlangten, wo der Blitz mit einem scharfen Knall zerplatzte und dabei kurze leuchtende, höchstens 50 bis 60 cm lange Zickzackblitze aussendete.

Der Blitz war von leuchtender blasser Orangefarbe, kugelförmig und dicht, oder dunstartig, dichter im Zentrum, mit verwischten Umrissen, hatte 40 cm Durchmesser, schien zu schwimmen und gab ein Klingen wie von geschüttelten Metalldrähten von sich. Er schien förmlich aufzuwallen, und seine Bewegung war ein langsames Rollen. Der Blitz kam an dem Mädchen vorbei, das keine Wärmewirkung spürte, doch — wie gesagt — sich in seltsamer Weise fast mitgerissen fühlte und so gezwungen wurde, der Kugel zu folgen. Im Augenblicke des Zerplatzens waren auch einige andere Personen anwesend. Das junge Mädchen, das mehrere Meter entfernt war, fiel betäubt zu Boden, erlitt aber keinen Schaden, abgesehen von dem großen Schreck wegen der Detonation. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Kugel fort-

bewegte, war die eines laufenden Fußgängers und die durchlaufene Streck zirka 160 m lang; der Lauf dauerte also mehrere Sekunden. Der Himm war finster und drohend, ein Gewitter war bereits im Gange, doch regne es noch nicht.

3. Fall: Dieser Fall wurde vor einigen Jahrzehnten am Anfang des Somme in Pavia von zwei Lehrerinnen beobachtet. Um 19 Uhr, während eines starke Gewitters mit Blitzen, Donner und Wind, aber noch ohne Regen, stande sie am Fenster im ersten Stock eines Hauses in der Via Spallanzani und sahe einen Kugelblitz, ein „Bündel" von etwas wechselnder Gestalt, zirka 30 c groß, von leuchtend roter Farbe, das zirka 70 cm über dem Erdboden, d Via Volta entlang hinter einem Knaben herlief, ihn vor sich herschieben und auf einer Strecke von zirka 20 m fast emporhebend. Plötzlich wurd der Junge gegen die linke Mauer geschleudert, und der Blitz fuhr weite Die Augenzeuginnen haben das Ende der Erscheinung nicht gesehen, da s dem Jungen zu Hilfe eilten. Dieser erklärte später, er habe sich geschobe und emporgehoben gefühlt.

4. Fall: Ein anderer Kugelblitz wurde von mehreren Leuten im Somm 1944 gesehen, als sie auf Fahrrädern den Weg am Lago Maggiore in der Näh von Meina entlang fuhren. Die Person, die ihn zuerst bemerkte, beschrie ihn als hoch und weit entfernt unter den Wolken in der Richtung nach Roc d'Angera zu und über dem See. Der Himmel war dunkelviolett, und d Blitz rund wie der Vollmond, doch von schwach leuchtender Blaßorangefarb er nahm seinen Weg nach Norden und löste sich bald unter Aussendung vo Blitzen auf. Die Zuschauerinnen hörten dabei kein Geräusch.

5. Fall: Ein weiterer Kugelblitz wurde während des Krieges. 1943 od 1944, von zwei Lehrern gesehen, die eines Abends Anfang September m der Eisenbahn auf der Linie Domodossola reisten. Der Zug hielt auf d Station Dormelletto. Der goldfarbige helleuchtende Kugelblitz von zirk 40 cm Größe schoß, sich um sich selbst drehend, in der Richtung von Ses Calende nach Dormelletto zu, hielt sich in Höhe der Wagenfenster, paral zu den Telephondrähten (in einer Entfernung von zirka 60 cm) unter se starkem Klingen und machte den Eindruck des Aufwallens. Einige Auge blicke, nachdem er bemerkt wurde, zerplatzte er mit krachendem Getös ohne Schaden zu verursachen.

6. Fall: Schließlich wurde im Juli 1943 ein Kugelblitz von einer Lehre in Lisanza (Sesto Calende) gesehen, als sie dem Tessin entlang von Ses Calende nach Golasecca ging. Der Blitz war in einer Höhe von einigen hund Metern und bewegte sich in gerader horizontaler Richtung nach Angera-Ses hin. Gleich hinter der Brücke über den Tessin in Sesto Calende ließ er si senkrecht auf den Fluß herab und zerplatzte, als er das Wasser berühr unter krachendem Getöse. Die Lehrerin erklärte, sie habe einen sehr stark erstickenden Geruch wahrgenommen.

Es scheint uns, daß von diesen beschriebenen sechs Fällen nur d erste mit Gewißheit als selbständiger Kugelblitz zu betrachten ist. konnte von einem Luftzug zwischen dem einen und dem anderen Fens des durchquerten Zimmers getragen worden sein und eine jähe Änderu in der Richtung desselben kann die sonderbare Trajektorie des Blit verursacht haben.

Die anderen Fälle könnten in die Toeplersche Deutung eingeordn werden, da sie sich alle ganz im Freien zugetragen haben und dies un Äußerungen, die eher an gerade stattfindende Entladungen denken lass

uch wenn sich einige Einzelheiten der Erscheinung einer sofortigen hysikalischen Erklärung entziehen. Anderseits ist es nicht unwahrcheinlich, daß sich in die Einzelheiten der verschiedenen Beschreibungen gendwelche Abschätzungselemente von subjektivem Charakter eineschlichen haben.

Literaturverzeichnis.

Brand W.: Der Kugelblitz, Hamburg, Verlag H. Grand 1923.
Meissner A.: Meteorol. Z. **47**, 17—20 (1930).
Neugebauer Th.: Z. f. Phys. **106**, 474—484 (1937).

551.594.1

(Aus der Luftelektrischen Forschungsstelle des Observatoriums Friedrichshafe
in Buchau a. F.)

Studien über das atmosphärische Potentialgefälle* IV

Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes I**.

Von

H. W. Kasemir.

Mit 4 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Seit BENNDORF [*1*] vor 25 Jahren seine Theorie d elektrischen Feldes der Erde schrieb, hat sich immer mehr die Auffassur durchgesetzt, daß das meteorologische Geschehen und speziell die Wel gewittertätigkeit als die Kraftquelle des elektrischen Strömungsfeldes a zusehen ist. In der vorliegenden Arbeit wird nun die bezüglich des luf elektrischen Generators recht allgemein gehaltene BENNDORF-Theorie auf d Gewittertätigkeit als Stromquelle spezialisiert. Dabei soll gleich eingan betont werden, daß viele der hier abgeleiteten Gleichungen bereits vo BENNDORF für den Fall des Kugelkondensators entwickelt wurden. D Weg der theoretischen Ableitung ist hier zwar ein anderer. Unter stark Betonung des Strömungsfeldes geht er aus von der zweiten Maxwellsch

---

* Unter diesem Rahmentitel sind bisher folgende Arbeiten aus der lu elektrischen Forschungsstelle Buchau a. F. erschienen:

1. ISRAËL, H. und G. LAHMEYER: Studien über das atmosphärisc Potentialgefälle I: Das Auswahlprinzip der luftelektrisch „ungestörten Tage Terr. Magn. **53**, 373—386 (1948).

2. ISRAËL, H.: Die Tagesvariation des elektrischen Widerstandes c Atmosphäre. (Studien über das atmosphärische Potentialgefälle II.) Ar Géophys. **5**, 196—210 (1949).

3. ISRAËL, H.: Luftelektrische Tagesgänge und Luftkörper. (Studien üb das atmosphärische Potentialgefälle III.) Journ. atmosph. terr. Phys. 26—31 (1950).

In dem Streben nach einer Fortentwicklung der theoretischen V stellungen bringt die vorliegende Arbeit den Versuch einer weitergehen physikalisch-mathematischen Durchdringung luftelektrischer Probleme.

H. ISRAËL.

** Herrn Prof. Dr. H. BENNDORF zum 80. Geburtstag gewidmet.

leichung und führt in stetiger Folge bis zur Konstruktion eines elektro-echnischen Ersatzschaltbildes der Strömung im Kugelkondensator. Durch as Anknüpfen an die technische Vorstellungswelt gewinnen einmal die all-emeinen physikalischen Ansätze und Ableitungen ungemein an Klarheit, um andern kommt hier besonders deutlich zum Ausdruck, daß die Raum-adungen, die im elektrostatisch luftelektrischen Denken die Hauptrolle pielen, im Strömungsfeld von ganz untergeordneter Bedeutung sind und ar keinen Einfluß auf die Stromdichte oder die Feldstärke haben. Es ergeben ch dabei einige neue Ausblicke auf die Ausdeutung einer luftelektrischen eldregistrierung bei einem Gewitter. Ferner zeigt das technische Ersatz-haltbild unmittelbar, daß die Weltzeitkurve des Potentialgefälles auf See icht unbeeinflußt von dem veränderlichen Luftwiderstand über dem Fest-nd ist und somit nur in Annäherung die Weltgewittertätigkeit wider-piegelt. Wenn auch glücklicherweise dieser Einfluß auf den weltzeitlichen agesgang gering ist — nach roher Schätzung kleiner als 17% —, so entsteht och der Wunsch, hier eingehendere experimentelle und theoretische Unter-uchungen durchzuführen.

Summary. These past 25 years, since Benndorf [*1*] gave his theory of he electric field of the earth, the conception has been endorsed that the eteorological phenomena and especially the world-wide thunderstorm tivity must be considered as the origin of the electric field of current. n this article the theory of Benndorf, which is very general as regards he generator of atmospheric electricity, is applied to the thunderstorm tivity being the current's source. It may be emphasized that many of the quations laid down here have already been developed by Benndorf for he case of the spherical condenser. Here the theoretical deductions are ifferent; giving prominence to the field of flow, they proceed from the econd equation of Maxwell and lead in a continuous development to the onstruction of an electro-technical equivalent circuit of the current in the pherical condenser. Proceeding from the technical notions the general hysical deductions get much more distinctness. In addition, it can be nown that the space charges, which play the leading part in the electro-atic views on atmospheric electricity, have but little importance for the eld of flow and have no influence on the current density or the field force. hereby new prospects follow for the interpretation of the records of the ectric field in a thunderstorm. The electro-technical equivalent circuit shows rthermore immediately that the world-time curve of the potential gradient n sea is not uninfluenced by the variable air-resistance on the mainland nd that it reflects therefore only approximately the world-wide thunder-orm activity. Although this influence on the world-time daily variation small — according to a rough valuation less than 17% — the desire arises r closer experimental and theoretical investigations about this problem.

Résumé. Depuis que Benndorf [*1*] a donné, il y a 25 ans, sa théorie du hamp électrique terrestre, l'opinion générale s'est de plus en plus affirmée que s phénomènes météorologiques et en particulier l'activité orageuse mondiale nstituaient la source d'énergie du champ des courants électriques. Dans présente étude, la théorie générale de Benndorf relative au générateur l'électricité atmosphérique est appliquée plus particulièrement à l'activité rageuse considérée comme source de courant. Il faut remarquer que beaucoup équations établies ici avaient déjà été développées par Benndorf dans cas d'un condensateur sphérique. La voie suivie est, il est vrai, différente,

car en insistant sur la notion de champ de courant on part de la deuxièm équation de Maxwell et on aboutit à une image électrotechnique du couran dans le condensateur sphérique. En utilisant les représentations de la techn que, les principes physiques et les déductions gagnent beaucoup en clarté il apparaît en outre que les charges électriques libres qui jouent un si gran rôle dans l'électrostatique atmosphérique sont très peu importants dans l champ de courant et n'exercent aucune influence sur la densité de couran ni sur l'intensité du champ. Cela ouvre quelques nouvelles perspectives su l'interprétation d'un enregistrement du champ électrique lors d'un orage De plus le schéma électrotechnique montre immédiatement que la courb du gradient de potential sur mer en fonction du temps universel n'est pa indépendante de la résistance variable de l'air sur terre et ne reflète don qu'approximativement l'activité orageuse mondiale. Bien que cet effet su la variation diurne soit heureusement faible (probablement inférieur à 17% il est à souhaiter que l'on poursuive sur ce point les recherches expérimentale et théoriques.

I. Allgemeine Ausgangsgleichungen.

Um dem Charakter des Strömungsfeldes in der Luftelektrizität gleic von vornherein Rechnung zu tragen, wollen wir hier von den elektro dynamischen Grundgleichungen, nämlich den Maxwellschen Gleichunge und ihren Zusatzaxiomen, ausgehen. Das elektrostatische Feld, das o den Ausgangspunkt zu luftelektrischen theoretischen Überlegungen bilde erscheint bei uns nur als Grenzfall, sozusagen als zeitliche Randbedingung In dem Gebrauch der Vektorrechnung*, der Bezeichnung und Dimensio der einzelnen Größen und damit der Wahl des praktischen Maßsystem lehnen wir uns eng an die Darstellung von A. Sommerfeld [2] an.

Die unser Problem beherrschende 2. Maxwellsche Gleichung

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{i} = \text{rot } \vec{H}$$

formen wir durch Divergenz-Bildung in die hier passende Form um, un erhalten mit den drei Zusatzaxiomen unsere vier Ausgangsgleichunge

$$\text{div}\left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{i}\right) = 0, \tag{1}$$

$$\text{div } \vec{D} = q, \tag{2}$$

$$\vec{i} = \lambda \vec{E}, \tag{3}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}. \tag{4}$$

* Vektoren sind durch einen Pfeil über dem Buchstaben gekenn zeichnet.

abei bedeuten:

$\left.\begin{array}{ll} (x, y, z, t) & \text{die dielektrische Erregung } \left[\frac{C}{m^2},\ C = \text{Coulomb}\right], \\ \vec{i}\ (x, y, z, t) & \text{die Stromdichte } \left[\frac{A}{m^2}\right], \\ \vec{E}\ (x, y, z, t) & \text{die elektrische Feldstärke } \left[\frac{V}{m}\right], \\ \varrho\ (x, y, z, t) & \text{die Raumladung } \left[\frac{C}{m^3}\right], \\ \lambda\ (x, y, z) & \text{die Leitfähigkeit } \left[\frac{S}{m},\ S = \text{Siemens} = 1/\text{Ohm}\right], \\ & \text{die Dielektrizitätskonstante } \left[\frac{F}{m},\ F = \text{Farad}\right], \\ x, y, z & \text{die Raumkoordinaten } [m], \\ & \text{die Zeit } [s]. \end{array}\right\} \quad (5)$

Mit Hilfe der Gl. (3) und (4) können wir in (1) eine einheitliche unekannte Funktion einführen und dann integrieren. Das wollen wir hier ür $\vec{i}$ in Ausführlichkeit durchführen. Aus (3) und (4) erhalten wir

$$\vec{D} = \frac{\varepsilon}{\lambda}\vec{i},$$

lso auch

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{\lambda}\frac{\partial \vec{i}}{\partial t}, \quad (6)$$

nd mit (1)

$$\operatorname{div}\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\frac{\partial \vec{i}}{\partial t} + \vec{i}\right) = 0. \quad (7)$$

Gl. (7) können wir nach den Regeln der Vektorrechnung sofort intelrieren und erhalten

$$\frac{\varepsilon}{\lambda}\frac{\partial \vec{i}}{\partial t} + \vec{i} = \vec{i}_s \quad (8)$$

nit der Randbedingung

$$\operatorname{div} \vec{i}_s = 0. \quad (8\,a)$$

Der vorläufig noch unbekannte Vektor $\vec{i}_s = \vec{i}_s\,(x, y, z, t)$ — gleichsam die Konstante unserer unbestimmten Integration — dient dazu, unsere Gl. (8) den durch das Problem vorgegebenen Randbedingungen anzupassen. Seine Zeitabhängigkeit ist durch die Spannungsschwankung der Stromquelle gegeben, und die Randbedingung $\operatorname{div} \vec{i}_s = 0$ deutet darauf hin, daß wir es hier mit dem Stromvektor des quasistationären Zustandes zu tun haben. Trotz der vorläufigen Unbestimmtheit von $\vec{i}_s$ läßt sich die Differentialgleichung (8) allgemein lösen, und wir erhalten

$$\vec{i} = e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\left(\vec{i}_a + \frac{\lambda}{\varepsilon}\int_0^t \vec{i}_s\, e^{\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\, dt\right). \quad (9)$$

Der hier neu auftretende Vektor $\vec{i}_a(x, y, z)$ ist durch den Anfangszustand der Strömung gegeben, was wir sofort erkennen, wenn wir in Gl. (9) $t = 0$ setzen. Wir erhalten dann $\vec{i} = \vec{i}_a$.

Auf ähnlichem Wege könnten wir auch entsprechende Gleichungen für $\vec{E}$ und q gewinnen, erhalten diese jedoch viel schneller mit Hilfe von (4) und (2). Bezeichnen wir den Anfangs- bzw. stationären Zustand auch hier durch die Indizes a bzw. s, so folgt aus (4) und (9) unmittelbar

$$\vec{E} = e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\left(\vec{E}_a + \frac{\lambda}{\varepsilon}\int_0^t \vec{E}_s e^{\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\, dt\right) \tag{10}$$

und durch div-Bildung von (10) mit Rücksicht auf (2)

$$q = e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\left(q_a + \frac{\lambda}{\varepsilon}\int_0^t q_s e^{\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\, dt\right). \tag{11}$$

Die Gl. (9) bis (11) lassen sich in dieser allgemeinen Form noch schlecht übersehen. Wir wollen deshalb die zusätzliche Bedingung einführen, daß sich die mit s gekennzeichneten Größen im Vergleich zur Funktion $e^{\lambda t/\varepsilon}$ nur sehr wenig mit der Zeit ändern, definieren sie also durch diese Einschränkung direkt als quasistationär. Die Integrale lassen sich dann nach dem Mittelwertsatz lösen, indem wir die quasistationären Größen vor das Integral ziehen.

Wir erhalten

$$\vec{i} = \vec{i}_a e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t} + \vec{i}_s\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\right), \tag{12}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_a e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t} + \vec{E}_s\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\right), \tag{13}$$

$$q = q_a e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t} + q_s\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\varepsilon}t}\right). \tag{14}$$

Diese Gleichungen vermitteln uns in voller Klarheit die Bedeutung der einzelnen Größen. Der Anfangszustand verschwindet mit dem Faktor $e^{-\lambda t/\varepsilon}$, während sich der Endzustand mit dem Faktor $1 - e^{-\lambda t/\varepsilon}$ aufbaut. Für $t \to \infty$ geht $\vec{i} \to \vec{i}_s$. Damit bestätigt sich unsere obige Vermutung, daß $\vec{i}_s$ den Zustand der stationären Strömung wiedergibt. Ist jetzt z. B. $\vec{i}_s = 0$, so schildert uns Gl. (12) das Abklingen des Stromfeldes beim Abschalten der Stromquelle, ist $\vec{i}_a = 0$, so erhalten wir den Aufbau des Stromfeldes beim plötzlichen Einschalten der Stromquelle. Sind $\vec{i}_a$ und $\vec{i}_s \neq 0$ und voneinander verschieden, so wird durch (12) der Übergang des Anfangszustandes $\vec{i}_a$ in den Endzustand $\vec{i}_s$ bei einem plötzlichen Spannungssprung der Stromquelle wiedergegeben.

Die Zeitfunktion $e^{-\lambda t/\varepsilon}$ mit der Zeitkonstanten $T = \varepsilon/\lambda$ erinnert sehr
n die Entladung eines Kondensators über einen Widerstand, und wir
verden daraus bei der Entwicklung eines technischen Ersatzschaltbildes
päter unseren Nutzen ziehen. Wegen der Zunahme der Leitfähigkeit
nit der Höhe wird auch diese Zeitkonstante T mit zunehmender Höhe
mmer kleiner. Am Erdboden haben wir in der Luftelektrizität mit
und $T = 400$ sec. zu rechnen, in 10 Kilometer Höhe ist T etwa 8 sec.
nd in 50 Kilometer Höhe $8 \cdot 10^{-3}$ sec. Den Spannungsänderungen des
Generators, die in einigen 100 sec. erfolgen, folgen die elektrischen Ele-
nente Strom, Feld und Raumladung in 10 km Höhe amplituden- und
phasengetreu, also quasistationär, während wir am Erdboden mit dem
ichtstationären Zustand rechnen müssen. Damit ergibt sich die Möglich-
eit, durch gleichzeitige Registrierung am Erdboden und in der Höhe
neßtechnisch zu entscheiden, ob am Erdboden ein Einschaltvorgang
egistriert wurde oder eine langsame Spannungsänderung des Generators
n quasistationären Zustand. Durch gleichzeitige Registrierung von
'eld, Strom und Raumladung an einem Ort läßt sich diese Entscheidung
icht treffen, da alle drei Elemente demselben Zeitgesetz folgen, wie uns
ie Gl. (12) bis (14) deutlich zeigen. Einfacher kommen wir jedoch zum
iel, wenn wir durch die Messung der Leitfähigkeit die Zeitkonstante
m Meßort bestimmen, denn diese unterliegt als Materialkonstante nicht
en zeitlichen Änderungen der luftelektrischen Elemente. Dann können
ir sofort sagen, daß Schwankungen von Feld, Strom und Raumladung
uasistationär erfolgen, wenn sie sich in Zeiträumen abspielen, die groß
egen die Zeitkonstante sind. Im anderen Fall haben wir sie als Ein-
haltvorgänge anzusehen.

II. Die Strömung im Kugelkondensator.

Wie sich der Anfangs- und der Endzustand aus den Randbedingungen
erleiten, wollen wir an dem Beispiel der Strömung im Kugelkondensator
erfolgen. Wir kommen dabei zu den Formeln, die bereits Benndorf [1]
n seiner Theorie des elektrischen Feldes der Erde angegeben hat.

Es sollen bezeichnen (siehe Abb. 1):

r [m]	den Abstand des Aufpunktes vom Kugelmittelpunkt,
R [m]	den inneren Radius des Kugelkondensators (Erdradius),
$R + h$ [m]	den äußeren Radius (wobei h die Höhe der Ausgleichsschicht über der Erde ist),
V [V]	die Spannung des Generators, hier die Spannung zwischen den beiden Kugelschalen,
J [A]	den durch den Kondensator fließenden Gesamtstrom.

ie weiterhin benutzten Größen behalten ihre Bedeutung nach (5).
abei wollen wir noch annehmen, daß λ von seinem Bodenwert λ_0 nach
ner e-Funktion mit der Höhe zunimmt, sich also darstellen läßt durch
e Gleichung

$$\lambda = \lambda_0 \, e^{k\,(r-R)}. \tag{15}$$

Der Wert k ergibt sich dabei zu

$$k = \frac{\ln 10}{10\,\text{km}}, \tag{15a}$$

wenn λ in 10 km Höhe das Zehnfache seines Bodenwerts haben soll.

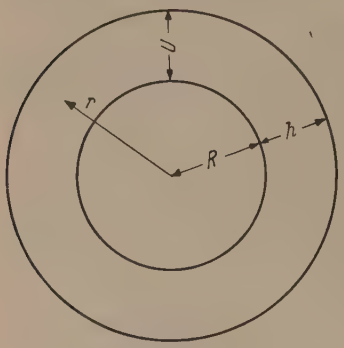


Abb. 1. Kugelkondensator.

Beim Anlegen der Spannung U zur Zeit $t = 0$ hat sich in dem Kugelkondensator noch keine Raumladung ausgebildet. Es ist $\operatorname{div} \vec{E} = 0$. Wir können also den Anfangszustand des Feldes rein elektrostatisch berechnen, und erhalten

$$E_a = -\frac{U(R+h)R}{h r^2}. \tag{16}$$

Da bei der Strömung im Kugelkondensator unsere Vektoren $\vec{i}$ und $\vec{E}$ immer in der r-Richtung liegen, genügt es hier nur mit den Beträgen zu rechnen. Wir haben deshalb bereits in Gl. (16) die Richtungsangabe unterdrückt. Da weiterhin in unserem Beispiel der Abstand h der Kondensatorplatten sehr klein gegen den Kugelradius R ist, kann sich auch unser r höchstens um 1% ändern. Wir setzen deshalb $r = \text{const} = R$ und vernachlässigen außerdem h gegen R. Physikalisch bedeuten diese Näherungen, daß wir eigentlich mit einem Plattenkondensator rechnen von der Fläche $4\pi R^2$ und unter Vernachlässigung der Randstörung. Gl. (16) vereinfacht sich dann zu

$$E_a = -\frac{U}{h}, \tag{17}$$

und nach (3) erhalten wir den Anfangszustand der Strömung zu

$$i_a = -\lambda \frac{U}{h}. \tag{18}$$

Der Endzustand ist nach Gl. (8a) der Bedingung $\operatorname{div} \vec{i}_s = 0$ unterworfen. Wir können also das elektrostatische Feld des Anfangszustandes direkt auf das Strömungsfeld des Endzustandes übertragen und erhalten

$$i_s = -\frac{I}{4\pi R^2}, \tag{19}$$

und wieder nach (3)

$$E_s = -\frac{I}{\lambda 4\pi R^2}. \tag{20}$$

Um nun noch die Verbindung zwischen I und U herzustellen, bilden wir aus (20)

$$U = -\int_R^{R+h} E_s\, dr = \frac{I}{4\pi R^2} \int_R^{R+h} \frac{dr}{\lambda}. \tag{21}$$

Mit der Definition unseres λ nach (15) läßt sich das Integral leicht lösen, und wir erhalten, wenn λ_h den Wert der Leitfähigkeit in der Höhe h angibt,

$$U = \frac{I}{4\,\pi\,R^2\,k}\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_h}\right). \tag{22}$$

Setzen wir diese Anfangs- und Endwerte in die Gl. (12) und (13) ein, so erhalten wir den Strom- und Feldverlauf in jeder Höhe in Abhängigkeit von der Zeit. Wir ersparen uns hier das explizite Anschreiben der Formeln und wenden uns gleich der graphischen Darstellung des Einschaltvorganges für i in Abb. 2 zu. Hier ist der Stromverlauf i/i_s beim Anschalten des Generators für verschiedene Höhen aufgetragen. Sowohl der Zeit- als auch der Strommaßstab sind logarithmisch gewählt, um die viele Zehnerpotenzen durchlaufenden Größen in einem Bild darstellen zu können. Dabei geht natürlich die gewohnte Gestalt der e-Funktion, die wir nach den Formeln erwarten, verloren. Das graphische Bild vermittelt uns trotzdem recht interessante Einzelheiten.

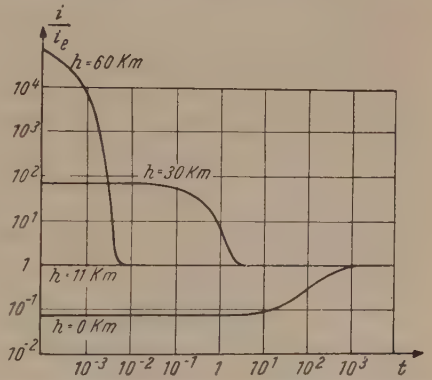


Abb. 2. Einschaltvorgang der Strömung im Kugelkondensator.

Infolge der atmosphärischen Leitfähigkeitsverteilung nach Gl. (15) übertrifft in 60 km Höhe der Anfangszustand den Endzustand um mehr als $4^1/_2$ Zehnerpotenzen. Dabei stellt sich der Endzustand in etwa $5 \cdot 10^{-3}$ sec ein. Am Erdboden ist der Anfangswert des Stromes nur rund $^1/_{10}$ des Endwertes, somit niedriger, wobei jedoch der Endwert erst in etwa 10^3 sec erreicht ist. Das deutet darauf hin, daß in irgend einer Höhe zwischen Erde und Ausgleichsschicht Anfangs- und Endwert des Stromes gleich sein müssen, hier also der Einschaltvorgang überhaupt nicht zur Wirkung kommt. In der Tat finden wir diese ausgezeichnete Höhe in unserem Beispiel in 1,4 km über dem Erdboden. Strom und Feld werden hier jeder noch so schnellen Generatorschwankung momentan folgen.

Wir wollen jedoch die weitere Diskussion dieser interessanten Ergebnisse zurückstellen und erst das technische Ersatzschaltbild für den Kugelkondensator entwickeln; denn an Hand dieses Schaltbildes werden viele dieser hier eigenartig erscheinenden Ergebnisse leicht verständlich.

II. Das Ersatzschaltbild der Strömung im Kugelkondensator.

Wenn wir uns die Dimension unserer Materialkonstanten ansehen, nämlich Siemens/Meter für die Leitfähigkeit und Farad/Meter für die Dielektrizitätskonstante, so erkennen wir in letzterer die Kapazität der

Volumeneinheit. Damit sind die Bausteine für unsere Ersatzschaltung gegeben, die sich uns entsprechend Abb. 3 als eine Widerstands-Kondensator-Kette für jede Stromröhre präsentiert. Wenn wir, was wir bereits bei der mathematischen Behandlung gemacht haben, die geringe Querschnittsänderung einer Stromröhre mit der Höhe vernachlässigen, dann geben die Werte von $1/\lambda$ und ε uns direkt die Größen der Ersatzwiderstände und Kapazitäten an. Über jedem m² Erdoberfläche müssen wir uns eine Widerstands-Kondensator-Kette aufgebaut denken. In Abb. 3 sind nur zwei solcher Ketten eingezeichnet.

Die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe ist durch eine Verkleinerung der Widerstandssymbole im Schaltbild angedeutet. Die Kapazität ist in jeder Höhe gleich groß. In der Spannung über einem Glied der Kette erkennen wir die Feldstärke, nämlich die Spannung pro Längeneinheit. Die Stromdichte i ist der Stromfluß in einer Kette. Beim plötzlichen Anlegen einer Gesamtspannung U an die Kette verteilt diese sich zu Anfang gleichmäßig über alle Kapazitäten. Es ist dies unser elektrostatischer Anfangszustand. Dagegen ist im Strömungszustand die Widerstandskette für die Spannungsunterteilung maßgebend und da die einzelnen Widerstände nicht gleich groß sind, ist diese Spannungsunterteilung eine andere als die durch die Kondensatorkette gegebene. Es tritt also eine Umladung der Kondensatoren ein, bis diese sich der Widerstandsspannungsteilung angepaßt haben.

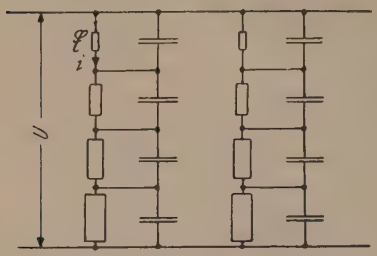


Abb. 3. Ersatzschaltbild für die Strömung im Kugelkondensator.

Wir sehen auf den ersten Blick, daß in der Höhe der Spannungsabfall über dem Kondensator, also der elektrostatische Anfangszustand den Spannungsabfall über dem kleinen Widerstand im stationären Strömungszustand überwiegt, während es am Erdboden grade umgekehrt ist, wo der Endzustand größer ist als der Anfangszustand. Wir können sogar ohne Rechnung sofort angeben, daß Anfangszustand und Endzustand über dem Glied der Kette gleich sind, dessen Widerstandswert dem arithmetischen Mittelwert aller Kettenwiderstände entspricht. Dabei stellt sich jedes Kettenglied entsprechend seiner durch Widerstand und Kapazität gegebenen Zeitkonstanten auf den Endwert ein. Diese Aussagen erscheinen vom technischen Gesichtspunkt aus gesehen fast zu trivial, um besonders hervorgehoben zu werden. Sie sollen uns hier auch mehr dazu dienen, um die vorher gegebene Rechnung zu erhellen und auch um Vertrauen zu den weiteren Schlüssen zu gewinnen, die wir aus dem Schaltbild ziehen werden.

IV. Die Raumladung.

Die Raumladung wird in unserem Schaltbild wiedergegeben durch die Ladungssumme auf zwei miteinander verbundenen Platten von je

weils zwei aneinanderstoßenden Kondensatoren. Auf den Platten desselben Kondensators ist die Ladungssumme natürlich gleich 0. So aber ist diese abhängig von der Verschiedenheit der entsprechend aneinander stoßenden Widerstände, d. h. die Raumladung wird bestimmt durch die Änderung der Leitfähigkeit. Wenn alle Widerstände gleich sind, so ist auch keine Raumladung vorhanden, mag der Strom und die Feldstärke noch so groß sein. Es gilt natürlich auch die umgekehrte Aussage: In einem Strömungsfeld hat eine noch so große Raumladung gar keinen Einfluß auf Strom und Feldstärke weder in unmittelbarer Nähe noch in weiterer Entfernung. Dieses widerspricht so sehr der aus der Elektrostatik hervorgegangenen Denkweise in der Luftelektrizität, daß die Folgerungen in voller Konsequenz auch heute noch sehr ungern gezogen werden. Denn hieraus folgt nämlich sofort, daß wir die Ladung einer niederschlagsfreien Wolke durch eine Feldmessung außerhalb der Wolke überhaupt nicht erfassen können bzw. daß diese Ladungen auf Strom und Feld gar keinen Einfluß haben. Sogar bei einer Regen- oder Gewitterwolke dürfen wir nicht allein das elektrostatische Feld der Raumladungen einer Betrachtung zu Grunde legen, sondern müssen jeweils erst entscheiden, ob das elektrostatische oder das Strömungsfeld überwiegt. Eine eingehende Behandlung der so aufgeworfenen Probleme würde aber hier zu weit führen, wir müssen sie einer gesonderten Darstellung vorbehalten. Trotzdem wollen wir wenigstens soweit auf die Strömungsverhältnisse in Wolken eingehen, als sie dazu geeignet sind, den Unterschied zwischen elektrostatischem und Strömungsfeld deutlich zu machen. Wir gehen hierbei von der niederschlagsfreien Wolke aus, deren Raumladungsbildung nur auf die veränderte Leitfähigkeit zurückzuführen ist.

V. Die niederschlagsfreie Wolke.

Wenn über der Erde eine ausgedehnte Wolkenschicht, etwa eine weiträumige Stratusdecke, liegt, dann ist in dieser die Leitfähigkeit stark herabgesetzt und wir haben in unserem Schaltbild an dieser Stelle größere Widerstände einzusetzen. Die Folge davon ist ein größerer Spannungsabfall über diesen, und erst dadurch werden die entsprechenden Kapazitäten höher aufgeladen. Trotzdem ist die Ausbildung dieser Raumladung für die Erhöhung der Feldstärke ohne Einfluß, so daß wir ohne Bedenken die Kapazitäten bzw. die Raumladungen entfernen könnten. Die Feldstärke würde dadurch unberührt bleiben. Ebenso tritt keine Fernwirkung dieser durch die Widerstandserhöhung hervorgerufenen Raumladungen auf, wenn wir annehmen, daß diese örtliche Vergrößerung den Gesamtwiderstand einer Luftsäule zwischen Erde und Ausgleichsschicht nicht wesentlich verändert. Es bleibt damit dicht unter und über der Wolke der Strom- und Feldverlauf so, als ob die Wolke überhaupt nicht da wäre. Zahlreiche luftelektrische Meßflüge von F. Rossmann und vom Verfasser im Segelflugzeug bestätigen diese Aussage, denn eine merkbare Erhöhung des Feldes wurde nur gefunden, sobald das Flugzeug in die Wolke eintauchte.

Wenn wir jetzt die oben gemachte Bedingung fallen lassen, daß es sich um eine weit ausgedehnte Wolkenschicht handelt, wenn wir also etwa einen hohen Schönwettercumulus betrachten, dann ändert sich das Bild etwas. Durch den örtlich hohen Widerstand der Wolke werden die Stromlinien aus dieser herausgedrängt, was natürlich zu einer Verdichtung der Strom- und Feldlinien an den Rändern der Wolke führt. Hier muß erst eine genaue Rechnung zeigen, welchen Effekt diese Randwirkung hervorzubringen vermag. Wesentlich kann er jedenfalls nicht sein, denn wir brauchen bloß an das Stromlinienbild einer von Flüssigkeit umströmten Kugel zu denken, das für unser Problem schon den äußersten Grenzfall darstellt, wobei in der Wolke der Widerstand unendlich, die Leitfähigkeit Null wird. Am Erdboden wird sich diese Randstörung jedenfalls nicht mehr bemerkbar machen. Das stimmt auch mit der meßtechnischen Erfahrung überein, denn eine wesentliche Einwirkung von niederschlagsfreien Wolken auf die Bodenregistrierung des luft elektrischen Feldes ist nicht festzustellen.

VI. Die Gewitterwolke.

Bei Regen- und Gewitterwolken haben wir es mit der Bildung von Raumladungen zu tun, die nicht aus dem elektrischen Strömungsfeld entspringen sondern konvektiver Natur sind. Solange wir aber außerhalb des Niederschlagsbereiches bleiben, haben wir es aber mit einem rein elektrischen Strömungsfeld zu tun, wenn auch nicht mit einer Strömung im Kugelkondensator. Die Raumladungen der Gewitterwolke entsprechen der Oberflächenladung der oberen Schale des Kugelkondensators, die wir dort durch die Gesamtspannung U ausgedrückt haben. Ob sie elektrostatisch oder als Generatorspannung im Strömungsfeld wirken, hängt davon ab, ob wir mit dem stationären oder einem nicht stationären Zustand rechnen müssen. Wenn wir die Zeitkonstante unseres Stromsystems von etwa 7 Min. mit der Dauer eines Gewitters von etwa einer Stunde vergleichen, werden wir den stationären Zustand annehmen und schnelle Ladungsumlagerungen als Störungen ansehen, die den stationären Zustand mehr oder weniger häufig, jedoch nur vorübergehend aus dem Gleichgewicht bringen.

Wie schnell so eine Störung dem stationären Zustand wieder Platz macht, sehen wir am Blitzfeldsprung und der Recovery-Kurve. Die Ladungsumlagerung durch eine Blitzentladung erfolgt in so kurzer Zeit, daß die elektrostatische Behandlung des Blitzfeldsprunges durchaus gerechtfertigt ist. Die Recovery-Kurve fällt aber in das Gebiet des Einschaltvorganges, d. h. in das Abklingen einer Störung mit dem Endzustand 0. Einer Wirkung der Generatortätigkeit des Gewitters können wir die Recovery-Kurve nicht in erster Linie zuschreiben, denn der Blitzfeldsprung würde auch dann verschwinden, wenn die Generatortätigkeit der Gewittermaschine mit dem Blitzschlag plötzlich aussetzen würde. Jedenfalls führt uns die Betrachtung der Recovery-Kurve eben falls darauf hin, das sogenannte stationäre Gewitterfeld auch wirklich

ls stationären Strömungszustand anzusehen. Damit müssen wir aber uch die schon oben hervorgehobenen Konsequenzen anerkennen, nämlich aß sich die Ladungsmengen oder gar Ladungsanordnungen in der ewitterwolke nicht aus einer Feldregistrierung am Erdboden erschließen ssen. Das primäre Kennzeichen des Gewittergenerators ist seine Stromrgiebigkeit und nicht die stationären Ladungen.

Die Ladungsansammlung und damit die Spannung in der Gewitterolke hängt auch noch von der Belastung ab, somit von der Frage, ob nser Gewittergenerator mehr im Kurzschluß oder im Leerlauf arbeitet.

Damit wollen wir die Betrachtung des Strömungsfeldes einer Gewitterwolke abschließen. Die quantitative Durchrechnung und ausührliche Diskussion dieser Probleme müssen wir auf eine weitere rbeit verschieben.

VII. Der Tagesgang des Potentialgefälles auf See und auf einer hohen Bergspitze.

Wir wenden uns jetzt wieder dem stationären Strömungszustand im Kugelkondensator zu und kommen zu dem Tagesgang der luftelektrischen Größen und der Weltzeitgewitterkurve. Wir können hierbei unser Schaltbild gemäß Abb. 4 noch wesentlich vereinfachen, wenn wir die Kapazitäten überhaupt herauslassen, da sie ja im stationären Zustand auf Strom und Spannung keinen Einfluß haben. Außerdem fassen wir den gesamten Luftwiderstand zwischen Erde und Ausgleichsschicht in zwei parallel geschaltete Widerstände W_M und W_L zusammen, von denen der erste den Luftwiderstand über den Meeren, der zweite den über der gesamten Landmasse darstellen soll*. W_M ist hierbei als konstant vorausgesetzt worden, während wir W_L als veränderlichen Widerstand annehmen, da er infolge des Austausches einer täglichen Schwankung unterliegt. Ferner haben wir in Abb. 4 zusätzlich den Gewittergenerator mit der Spannung U_G eingezeichnet, der durch den Widerstand W_G der Luftsäule zwischen Gewitterkopf und Ausgleichsschicht mit dieser verbunden ist. Den durch die gestrichelte Verbindung angeschlossenen Widerstand W_B wollen wir vorerst nicht berücksichtigen. Er wird uns später dazu dienen, die Verhältnisse bei einer Bergregistrierung zu übersehen.

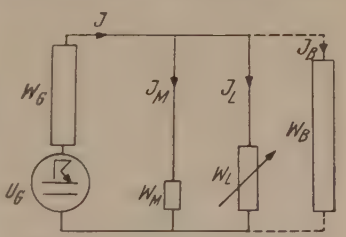


Abb. 4. Ersatzschaltbild des luftelektrischen Stromkreises über der Erde.

Wenn wir uns jetzt die Größenordnung der einzelnen Widerstände klar machen, so erkennen wir sofort, daß W_G um mehrere Zehnerpotenzen größer ist als W_L und W_M, weil die Größe der Widerstände im umgekehrten Verhältnis zu der von ihnen bedeckten Fläche steht. Der Ausdehnung eines Gewitters über einige zehn Quadratkilometer tritt ein Viertel bzw.

* Ein ähnliches Schaltbild wird von H. Israël [3] verwendet.

drei Viertel der gesamten Erdoberfläche gegenüber. Dieses Übergewich von W_G wird auch dann nicht aufgehoben, wenn wir berücksichtigen daß der Gewitterkopf sich schon in einer Höhe von etwa 7 km befinde und damit etwa 80% des Widerstandes überbrückt sind, den wir eine Luftsäule vom Einheitsquerschnitt und der Höhe Erde — Ausgleichs schicht (columnar resistance) — zuschreiben. Daraus folgt aber, daß de Gesamtstrom I durch U_G und W_G bestimmt wird.

$$I = \frac{U_G}{W_G}. \tag{23}$$

Dieser Gesamtstrom I teilt sich dann über die Widerstände W_M und W_L entsprechend ihrer Größe auf. Daraus geht hervor, daß der Strom I_M durch den Widerstand W_M nicht unabhängig von der Schwankung de Widerstandes W_L sein kann. Die Formeln für die Ströme I_M und I_L können wir aus Abb. 4 leicht ablesen. Es ist

$$I_M = \frac{I}{1 + \frac{W_M}{W_L}}, \tag{24}$$

$$I_L = \frac{I}{1 + \frac{W_L}{W_M}}. \tag{25}$$

Um jetzt auch quantitativ den Einfluß von W_L auf I_M abschätze zu können, nehmen wir an, daß sich See- und Landflächen wie 3 : 1 ver halten und der Luftsäulenwiderstand auf Land vom einfachen bis dre fachen Wert des auf See vorhandenen schwanken kann. Das bedeute $3\,W_M < W_L < 9\,W_M$, und wir erhalten eine Veränderung des I_M durc W_L von höchstens 17%, wenn wir die Extremwerte von W_L in Gl. (24 einsetzen. Dabei können wir noch einige Überlegungen in der Richtun hin anstellen, daß dieser Höchstwert wahrscheinlich gar nicht erreich wird. Einmal haben nicht alle Kontinente gleichzeitig Tag oder Nach Es überlagern sich also die Schwankungen des Luftsäulenwiderstand der einzelnen Länder mit einer Phasenverschiebung und nivellieren d Gesamtschwankung. Zum andern ist der Austausch in den Polargebiete auch über Land weitgehend unterbunden, wodurch ebenfalls die Gesam schwankung von W_L geringer wird. Wir können daher abschließen sagen, daß der Tagesgang von Strom und Feld auf See bis auf eine geringen Fehler die Spannungschwankung unseres Gewittergenerato widerspiegelt.

Für eine Registrierung des Vertikalstromes auf Land entnehmen w Gl. (25), daß dieser unter den oben gemachten Annahmen angenähe proportional $1/W_L$ ist, daß er also neben der Spannungschwankung d Generators voll der Veränderlichkeit von W_L unterliegt. Hier wird ab eine eingehendere Behandlung des Problems nötig sein, da ja für jed Meßort die Phasenlage der näheren Umgebung dominierend sein wir während weiter entfernt liegende Kontinente sich nur durch eine B lastungsänderung des Generators bemerkbar machen können.

Zum Abschluß wollen wir uns noch kurz der Registrierung auf einer rgspitze zuwenden. Je mehr wir uns aus den bodennahen Luftschichten raushehen, um so mehr entziehen wir uns dem Einfluß des Austausch- chehens. Die Leitfähigkeit wird mit zunehmender Höhe nicht nur ßer, sondern ihr Tagesgang wird zudem geringer. In 6000 m Höhe nen wir bereits 80% des Luftsäulenwiderstandes unter uns gelassen d wir können mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen, daß die rest- hen 20% kaum noch einen Tagesgang besitzen. Damit finden wir hier selben Verhältnisse vor wie auf See. Betrachten wir jetzt den vorher nachlässigten Widerstand W_B (Abb. 4), der den Luftwiderstand schen Bergspitze und Ausgleichsschicht repräsentieren soll, so erhalten den dort fließenden Strom I_B zu

$$I_B = I \frac{W_M}{W_B} \cdot \frac{1}{1 - \frac{W_M}{W_L}}. \tag{26}$$

r finden also bis auf den konstanten Faktor $W_M W_B$ für I_B denselben ert wie für I_M. Der Tagesgang von Strom und Feld auf See und auf em hohen Berg muß also derselbe sein. Hier tritt aber verstärkt der unsch auf, das räumliche Strömungsfeld zu berechnen, um festzu- llen, wie weit die Stromlinienkonzentration an einer Bergspitze von r Schwankung des Widerstandes der bodennahen Luftschichten in ieresnähe unbeeinflußt bleibt.

Literaturverzeichnis.

BENNDORF, H.: Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. I. und II. Sitz. Ber. Akad. Wien. IIa, 134, 281 (1925); 136, 175 (1927).
SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. III. Wiesbaden 1948.
WEXELB, H. und G. LAHMEYER: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle I. Das Auswahlprinzip der bitelektrisch „ungestörten Tage". Terr. Magn. 53, 373 (1948).

551.508.9

(Meteorologisches Observatorium Wahnsdorf bei Dresden.)

Neukonstruktion eines Einfadenelektrometers*.

Von

J. Goldschmidt.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Es wird die Neukonstruktion eines Elektrometer beschrieben, das in Anlehnung an die bewährten Modelle von Wulf und Lutz-Edelmann in der eigenen Werkstatt hergestellt worden ist. Das ge samte Meß- und Schaltsystem ist im Deckel des Elektrometergehäuse untergebracht. Außerdem trägt derselbe einen eingebauten Hochohmwider stand, dessen Temperatur mit einem Widerstandsthermometer genau ge messen und durch elektrische Heizung konstant gehalten werden kann

Summary. The author describes a new electrometer which has bee produced in his own workshop in accordance with the approved types o Wulf and Lutz-Edelmann. The disposition for measuring and connexion is placed in the cover of the electrometer. Moreover it is fitted with a hig ohm resistance, the temperature of which can be measured with a resistanc thermometer and kept constant by electric heating.

Résumé. On décrit une nouvelle construction d'un électromètre conç sur le modèle éprouvé de celui de Wulf et Lutz-Edelmann, et réalisé dan l'atelier de l'auteur. Le dispositif de mesure et d'enclenchement est pla dans le couvercle lequel supporte également un rhéostat à haute résistanc dont la température, maintenue constante par un chauffage électrique, e mesurée avec précision à l'aide d'un thermomètre à résistance.

Als das Observatorium Wahnsdorf die durch den Krieg unterbrochene Strahlungsmessungen und luftelektrischen Messungen wieder aufnahm fehlte es an Einfadenelektrometern. Da käuflich keine zu erwerbe waren, sahen wir uns zur Selbstanfertigung in unserer eigenen Werksta genötigt. Dabei kamen uns die Erfahrungen zustatten, die wir früh beim Bau lichtelektrischer, mit einem Einfadenelektrometer ausgerüstet Photometer gewonnen hatten [Zs. f. Instr. Kunde **51** (1931) 417]. Uns Elektrometer zeigt eine Reihe von Besonderheiten, die sich im praktische

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

Gebrauch gut bewährt haben. Aus diesem Grunde und in der Annahme, daß unsere Mitteilungen denjenigen Instituten von Interesse sein dürften, die in der gleichen Lage wie wir zur eigenen Herstellung eines Elektrometers gezwungen sind, geben wir nachstehend eine Beschreibung unserer

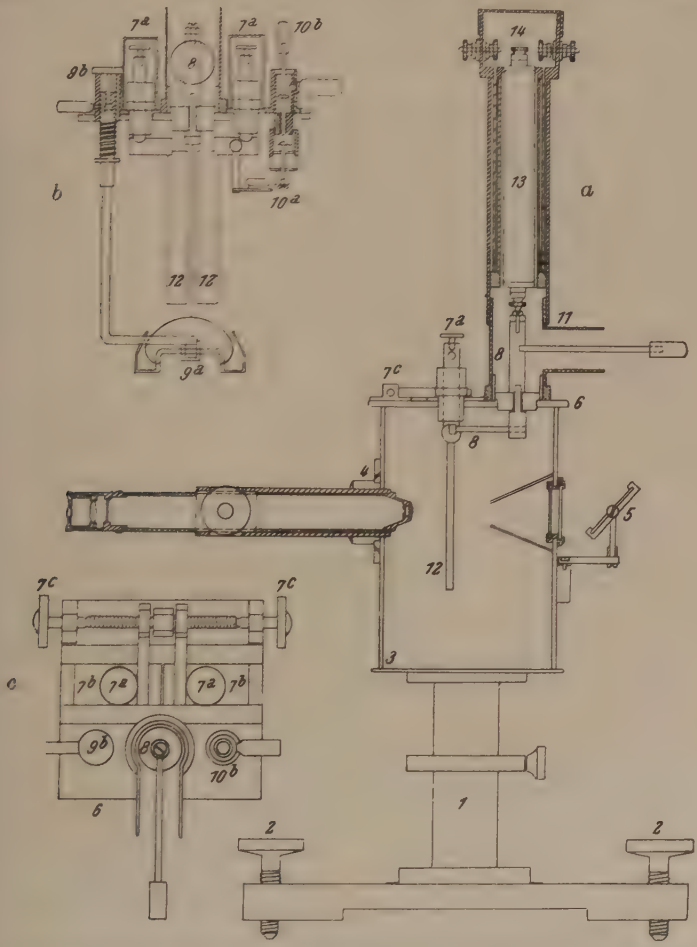


Abb. 1. Teile des Einfadenelektrometers. *a* Schnitt durch das Elektrometer mit aufgesetztem Hochohmwiderstand. *b* Das Fadensystem mit Spannvorrichtung und Schneiden. *c* Gehäusedeckel von oben gesehen.

Konstruktion, die so gewählt ist, daß sie mit den normalen Einrichtungen einer Institutswerkstatt ohne Schwierigkeiten durchgeführt werden kann.

Abb. 1 veranschaulicht die Einzelheiten unseres Elektrometers. Es besteht aus drei Teilen*:

* Die eingeklammerten Zahlen kennzeichnen die einzelnen Instrumententeile in der Abbildung.

1. Dem Dreifuß (1) mit Fußstellschrauben (2), Dosenlibelle und Erdungsklemme (für Anschluß mit Polschuh oder Bananenstecker),

2. dem Elektrometergehäuse von 85 × 85 mm Grundfläche (3) mit Mikroskop in Schlittenführung (4), dem Beleuchtungsspiegel (5) und (in der Abbildung nicht gezeichnet) dem Ansatz zum Aufschrauben einer Beleuchtungsvorrichtung für Projektionszwecke und dem Trockengefäß;

3. dem Gehäusedeckel (6) mit dem Meß- und Schaltsystem und den Anschlüssen.

Auf Grund unserer früheren Erfahrungen haben wir uns entschlossen, das gesamte Meßsystem einschließlich der Schaltvorrichtung und der Anschlüsse für die Zuleitungen im Deckel unterzubringen, der nach Lösen weniger Halteschrauben abgehoben werden kann, ohne Gefahr zu laufen, das Fadensystem zu beschädigen. Damit wird erreicht, daß das Einziehen des Quarzbügels und des Elektrometerfadens und das Justieren der Schneiden leicht und sicher vorgenommen werden können.

Auf dem Deckel sind untergebracht: die Vorrichtung zum Halten (7a), Führen (7b) und Verschieben der Schneiden (7c), die Halterung für den Faden (8) mit einer Aufladevorrichtung für die Entlademethode, die Halterung des Quarzbügels (9a) mit der Fadenspannvorrichtung (9b), der Umschalter für idiostatische Schaltung (10a), der Druckschalter zum Erden des Fadens (10b) und die Halterung für den Hochohmwiderstand (11).

Als Elektrometerfaden benutzen wir Platindraht von 2 μ Dicke, während die Quarzschlinge, an der sein unteres Ende befestigt ist, eine Stärke von etwa 10 μ aufweist. Die Kapazität des Elektrometers beträgt, wenn mit Hilfsladung an den Schneiden gearbeitet wird, etwa 10 cm. Bei dem Fadenhalter, der zugleich der Temperaturkompensation des Fadens dient, und bei der Fadenspannvorrichtung ist auf eine sichere Führung ohne toten Gang Wert gelegt worden.

Die Schneidenhalter laufen auf Schlitten zwischen zwei Führungsleisten, von denen die eine zum Ablesen der Schneidenstellungen mit einer Millimeterskala versehen worden ist. Die zugehörigen Nonien befinden sich auf den Schlittenplatten. Das Verschieben der Schneiden geschieht nach Lösen einer Klemmvorrichtung durch zwei seitlich angebrachte Rändelschrauben. Die Schneiden (12) bestehen aus Silit, an dem erfahrungsgemäß die Elektrometerfäden nicht ankleben, und das weiterhin den Vorteil hat, daß wegen seines hohen elektrischen Widerstandes der Faden nicht durchbrennt, falls er eine geladene Schneide berührt.

Das Mikroskop mit Okular-Strichplatte und Feineinstellung durch Trieb besitzt hundertfache Vergrößerung und ist in der üblichen Weise in einer Schlittenführung am Elektrometergehäuse befestigt. Bei den bisherigen Konstruktionen von Fadenelektrometern wird meist mit einem Mikroskop gearbeitet, bei dem der Abstand zwischen Objektiv und Faden nur wenige Millimeter beträgt. Das hat den Nachteil, daß der Faden beschädigt werden kann, wenn versehentlich das Mikroskop zu weit vorgeschoben wird, und daß durch das Objektiv das elektrische Feld zwischen den Schneiden so stark deformiert wird, daß der Faden

bei großen Ausschlägen aus dem Gesichtsfeld wandert. Wir haben daher einen sehr großen Objektivabstand gewählt und können, wie in der Abbildung angedeutet, etwa noch vorhandene Feldstörungen durch ein auf der Gegenwand angebrachtes trichterförmiges Ansatzstück, das in seinen Abmessungen dem Objektivkopf entspricht, kompensieren. Bei einer zweiten Konstruktion sind wir noch einen Schritt weiter gegangen und verwenden ein Mikroskop, dessen Objektiv nicht mehr in das Elektrometergehäuse hineinragt.

Da wir unser Elektrometer vorzugsweise dazu verwenden, um den Spannungsabfall längs eines Hochohmwiderstandes zu messen, haben wir Vorsorge getroffen, daß ein in ein Schutzrohr eingebauter Hochohmwiderstand unmittelbar auf das Ansatzstück am Fadenträger aufgesetzt werden kann. Wir verwenden Hochohmwiderstände (13) nach Prof. Krüger. Ihr Temperaturkoeffizient ist negativ und liegt bei 0,4% pro Grad C; bei Arbeiten im Freien kann er nicht vernachlässigt werden. Wir haben daher vorgesehen, daß die Temperatur des Hochohmwiderstandes genau gemessen und außerdem durch elektrische Heizung konstant gehalten werden kann. Zum Zweck der Temperaturbestimmung ist das den Hochohmwiderstand umgebende Hüllrohr mit einem dünnen Kupferdraht umwickelt, der als Widerstandsthermometer dient und bei 0° einen Widerstand von 100 Ohm besitzt. Die darüber befindliche Heizwicklung ist in Asbestpappe eingelagert und wird an eine 6-Volt-Batterie angeschlossen. Das freie Ende des Hochohmwiderstandes ragt in eine Kapsel (14), die die Anschlüsse für das Widerstandsthermometer und die Heizwicklung trägt, und wird entweder direkt oder bei Kompensationsschaltungen über einen regelbaren Widerstand zur Erde abgeleitet. Das Konstanthalten der Temperatur des Hochohmwiderstandes erfolgt automatisch über ein Relais. Für viele Zwecke dürfte bei der großen thermischen Trägheit der Asbestumhüllung und dem relativ kleinen Temperaturkoeffizienten des Hochohmwiderstandes eine Einregelung mit der Hand genügen.

Als Trockenmittel wird Silikagel empfohlen, das in einem Leinenbeutel untergebracht ist. Nach unseren Erfahrungen erübrigt es sich im allgemeinen, die Luft im Elektrometergehäuse zu trocknen. Die der Außenluft ausgesetzten Oberflächen der Bernsteinisolatoren sind gegen Isolationsstörungen viel anfälliger.

Die Empfindlichkeit unseres Instrumentes ist etwa die gleiche wie die der Elektrometer von Wulf und Lutz/Edelmann. Mit einem Elektrometerfaden von $2\,\mu$ Dicke und einer Hilfsspannung an den Schneiden von $\pm$ 100 Volt läßt sich eine Empfindlichkeit von 0,01 Volt pro Skalenteil erreichen.

551.508.94: 551.594

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik, Graz.)

Luftelektrische Messungen mit stabilisiertem Netzgerät*.

Von

O. Burkard und D. Zych.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung, Luftelektrische Messungen wurden bisher fast ausschließlich nur mit Trockenbatterien durchgeführt, die mit einer ganzen Reihe von Vorzügen für eine solche Verwendung besonders geeignet erscheinen. Für Dauerregistrierungen freilich fällt ihr beträchtlich hoher Anschaffungspreis bei einer verhältnismäßig nicht allzu langen Haltbarkeit recht schwer ins Gewicht, zumal dann, wenn es sich um Anordnungen handelt, die mit Spannungen von einigen hundert Volt betrieben werden müssen. Diese Schwierigkeit war der Anlaß für die Entwicklung des im folgenden beschriebenen Gerätes, das die Strom-Spannungsversorgung der luftelektrischen Meßanordnung aus dem Wechselstromnetz erlaubt.

Summary. Up to now measurements of atmospheric electricity have been carried out as a rule with the aid of dry batteries which offer many advantages particularly for this purpose. However, in case of continuous records the rather high prize and relatively short life of dry batteries must be taken in account, especially if tensions of several hundreds volts are needed. This was the underlying idea for the construction of an apparatus, described in this article, which allows to draw currents and tensions for atmospheric electricity measurements from the A. C. power supply.

Résumé. Les mesures d'électricité atmosphérique ont été faites jusqu'ici presque exclusivement à l'aide de batteries de piles sèches dont les avantages pour ce travail étaient reconnus. Par contre lorsqu'il s'agit d'enregistrements de longue durée, leur prix et leur durabilité très relative deviennent des inconvénients sérieux, surtout lorsqu'il s'agit d'atteindre des tensions de plusieurs centaines de volts. C'est la raison pour laquelle on a imaginé le dispositif ici décrit qui permet l'alimentation des appareils de mesure de l'électricité atmosphérique par le réseau de distribution à courant alternatif.

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

Netzanschlußgeräte, das sind Vorrichtungen, die den üblichen Netzwechselstrom — eventuell unter Zwischenschaltung von Transformatoren zur Spannungserhöhung — gleichrichten und glätten und so eine praktische Gleichstromquelle darstellen, gelangten vorwiegend mit der fortschreitenden Entwicklung der Radiotechnik zur allgemeinen Bekanntheit. Trotz der nach der Gleichrichtung eingebauten Siebglieder (Kondensatoren und Drosseln), die bei entsprechender Dimensionierung einen praktisch wechselstromfreien Gleichstrom liefern, sind diese Geräte dennoch für luftelektrische Messungen unbrauchbar, weil die unvermeidlichen netzseitigen Spannungsschwankungen, die auf Änderungen der Netzbelastung zurückgehen, auch sekundärseitig, also auf der Seite des Verbrauchers auftreten. In der Radiotechnik hilft man sich in solchen Fällen, in denen die Spannung vollständig konstant bleiben muß, mit den bekannten Stabilovoltröhren, bei denen die fallende Strom-Spannungscharakteristik einer oder mehrerer Gasglimmstrecken zum gewünschten Erfolg führt. Im vorliegenden Fall schied diese Möglichkeit aus zwei Gründen von vornherein aus: Einmal reicht der Röhrenanschaffungspreis — bei ungefähr gleicher, wenn nicht gar kürzerer Lebensdauer — an den einer größeren Trockenbatterie heran. Zum zweiten sind die käuflichen Stabilovoltröhren nur für eine maximale Gleichspannung von 280 Volt bemessen und erfahrungsgemäß stellen sich wiederholt Betriebsschwierigkeiten (falsches Zünden) ein, wenn zur Erreichung höherer Spannung zwei derartige Röhren hintereinander geschaltet werden.

Die Ansprüche an eine für luftelektrische Messungen brauchbare Stromquelle unterscheiden sich in mancher Hinsicht ziemlich stark von denen für radiotechnische Zwecke. Während im letzteren Fall mit Stromstärken in der Größenordnung von einigen Hundertstel oder gar Zehntel Ampere gerechnet werden muß, handelt es sich bei luftelektrischen Untersuchungen um Ströme, die um etliche Zehnerpotenzen kleiner sind. Dieser Umstand gestattet es, auf einfache Schaltungen im Gleichricht- und Stabilisierteil der Netzanschlußgeräte zurückzugreifen. Von Interesse hierbei ist naturgemäß der letztere, da ausführlichere Angaben über die Dimensionierung der Einzelbestandteile in solchen Schaltungen so gut wie ganz fehlen.

Nach eingehenden Vorversuchen gelangten wir zu der in Abb. 1 dargestellten Stabilisierschaltung, die zwei einfache Trioden (z. B. von der Type REN 904 o. ä.), eine kleine Glimmröhre (Type LK 121, derzeitiger Preis ö. S. 16,—) und einige Widerstände als Schaltelemente enthält. Die Arbeitsweise kann nun folgendermaßen beschrieben werden: An die Klemmen 1,2 wird die vom Gleichrichter gelieferte Spannung angelegt, an 3,4 der Verbraucher, z. B. die Quadranten eines Elektrometers. Der am Widerstand R_V liegende Spannungsabfall soll also unabhängig von den Spannungsschwankungen des Netzes (wenigstens innerhalb gewisser Grenzen) völlig konstant bleiben. Die vom Gleichrichter gelieferte Eingangsspannung U_E an den Klemmen 1,2 ruft einerseits einen Strom i_1 durch die Widerstände R_1, R_2 hervor, wofür $i_1 = \frac{U_E}{R_1 + R_2}$ gilt. Im zweiten,

hierzu parallel liegenden Stromkreis mit den Widerständen R_V und R_{i1} (Innenwiderstand der Röhre V_1) fließt der Strom $i_2 = \frac{U_E}{R_V + R_{i1}}$. Schließlich haben wir noch einen dritten Parallelkreis, dessen Strom i_3 durch den Widerstand R_a, den Innenwiderstand R_{i2} der Röhre V_2 und den Widerstand der Glimmröhre V_3 bestimmt ist. Betrachtet man zunächst einmal den zuletzt genannten Kreis, so stellt V_3 einen sogenannten Kathodenwiderstand dar, mit der Wirkung, das Gitter der Röhre V_2 gegenüber ihrer Kathode negativ „vorzuspannen". Es ist dies die in der Radiotechnik geläufige Schaltung zur Erzielung einer negativen Gittervorspannung, wobei allerdings hier zwei Besonderheiten beachtet werden müssen. Einerseits wirkt die Stabilisatorröhre V_3 mit ihrer fallenden Charakteristik nicht wie ein einfacher Widerstand, sondern innerhalb bestimmter, ziemlich weiter Grenzen bleibt der an ihr auftretende Spannungsabfall — unabhängig vom hindurchfließenden Strom — konstant. Anderseits ist diese konstante, negative Gittervorspannung nicht die einzige auf das Gitter der Röhre V_2 wirkende Spannung, denn im Betrieb entsteht ja auch an R_1 ein Spannungsabfall, wobei hier die positive Spannung am Gitter liegt. Wirksam kann also nur die Differenz dieser beiden Spannungen werden. Geht man einen Schritt weiter, so sieht man, daß die Verhältnisse bezüglich der Gittervorspannung für die Röhre V_1 ganz ähnlich liegen. Der Spannungsabfall im Widerstand R_V gibt eine negative, der Spannungsabfall an V_2 und V_3 eine positive Spannung, ihre algebraische Summe ist somit wirksam und legt damit im wesentlichen die Stromstärke durch V_2 bzw. R_V fest. Ändert sich nun die Eingangsspannung um einen gewissen Betrag, so ändert sich u. a. natürlich auch der Spannungsabfall am Widerstand R_1. Nehmen wir einen bestimmten Fall an, z. B. ein Absinken der Eingangsspannung U_E. Dann wird die Gittervorspannung an V_2 um einen gewissen Betrag negativer werden, wodurch der Arbeitspunkt auf der Kennlinie nach links unten verschoben wird, was gleichbedeutend damit ist, daß der innere Widerstand von V_2 ansteigt. Das Gitter der Röhre V_1 erhält somit eine positivere Gittervorspannung und damit erniedrigt sich ihr Innenwiderstand. Die Größe der Schaltelemente muß nun so gewählt werden, daß diese Erniedrigung des Innenwiderstandes von V_1 gerade der Erniedrigung der Eingangsspannung entspricht, so daß sich der gewünschte Erfolg, nämlich die konstante Spannung an 3,4 einstellt

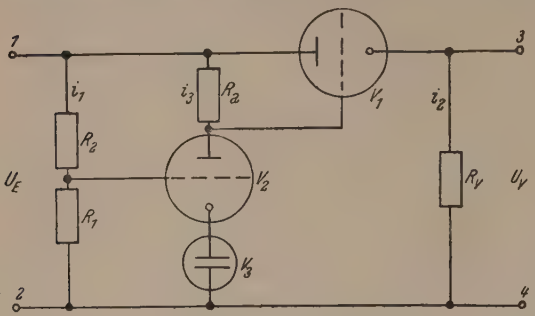


Abb. 1. Die Stabilisierungsschaltung.

Letztere Bedingung ist erfüllt, wenn $\Delta R_{i1} = R_V \cdot \frac{\Delta U_E}{U_V}$ ist, was leicht aus der Beziehung $U_V = U_E \cdot \frac{R_V}{R_V + R_{i1}}$ abgeleitet werden kann. Die genaue Durchrechnung des Regelungsvorganges, bei dem auch der Durchgriff der Röhren berücksichtigt wird, gestaltet sich folgendermaßen: Es bedeute S und D Steilheit und Durchgriff der verwendeten Röhrentype (ohne Indices, da zwei gleiche Röhren Verwendung fanden), dann gilt allgemein

$$\Delta i_a = S \cdot (\Delta U_g + D \cdot \Delta U_a), \tag{1}$$

worin Δi_a die Anodenstromänderung bei Änderung der Gitterspannung ΔU_g bzw. der Anodenspannung ΔU_a bezeichnet. Für die Röhre V_1 gilt also:

$$U_{a1} + R_V \cdot i_{a1} = U_E \tag{2}$$

und

$$\Delta U_{a1} + R_V \cdot \Delta i_{a1} = \Delta U_E,$$

woraus folgende Gleichungen für die Änderung der Verbraucherspannung erhalten werden:

$$\Delta U_V = R \cdot \Delta i_{a1} = R_V \cdot S \cdot (\Delta U_{g1} + D \cdot \Delta U_{a1}) = \Delta U_E - \Delta U_{a1}. \tag{3}$$

Da ΔU_V gleich Null sein soll, erhält man hieraus

$$\Delta U_{a1} = \Delta U_E \text{ bzw. } \Delta U_{g1} = -D \cdot \Delta U_{a1} = -D \cdot \Delta U_E.$$

Nun ist aber $\Delta U_{g1} = \Delta U_{a2}$, so daß weiters gilt

$$\Delta U_{a2} = -D \cdot \Delta U_E. \tag{4}$$

Analog zur Gl. (2) gilt für die Röhre V_2 der Ansatz

$$U_{a2} + R_a \cdot i_{a2} = U_E - U_k$$

(U_k = konstante Spannung an der Glimmröhre), und daher ist

$$\Delta U_{a2} + R_a \cdot \Delta i_{a2} = \Delta U_E. \tag{5}$$

Verwendet man hierin für die Stromänderung die Gl. (1), so wird

$$\Delta U_{a2} + R_a \cdot S \cdot \Delta U_{g2} + R_a \cdot S \cdot D \cdot \Delta U_{a2} = \Delta U_E$$

oder umgeformt:

$$\Delta U_{a2} \cdot (1 + R_a \cdot S \cdot D) = \Delta U_E - R_a \cdot S \cdot \Delta U_{g2}. \tag{6}$$

Drücken wir hierin noch ΔU_{a2} nach Gl. (4) und ΔU_{g2} nach der Gleichung $\Delta U_{g2} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \cdot \Delta U_E$ durch ΔU_E aus, so kann man die ganze Gl. (6), die ja für $\Delta U_E \neq 0$ aufgestellt wurde, durch ΔU_E kürzen, so daß nur mehr übrig bleibt:

$$R_1 + R_2 - R_1 \cdot R_a \cdot S = -(R_1 + R_2) \cdot D \cdot (1 + R_a \cdot S \cdot D).$$

Neben Durchgriff und Steilheit der benützten Röhren gehen also auch noch die drei Widerstände R_1, R_2 und R_a in die Bedingungsgleichung

für die Spannungskonstanz am Ausgang ein. Es ist nun allerdings nicht ganz gleichgültig, auf welche Weise man diese letzte Gleichung erfüllt. So erhält man z. B. eine um so höhere Verbraucherspannung, je kleiner R_a gewählt wird, wobei dann aber gleichzeitig der Bereich, innerhalb dessen die Stabilisierung wirksam wird, zusammenschrumpft (Abb. 2). Bemerkenswert ist ferner der Umstand, daß die konstante Spannung der Glimmröhre nicht unmittelbar in den Gleichungen für den Regelungsvorgang aufscheint, obwohl diese Röhre für das richtige Funktionieren der Schaltung wesentlich ist. Sie dient vielmehr dazu, den Arbeitspunkt der Röhre V_2 ein für allemal an den richtigen Punkt der Kennlinie zu verlegen. Auch der richtigen Wahl des Verhältnisses der beiden Widerstände $R_1 : R_2$ kommt eine gewisse Bedeutung zu, es muß dieses nämlich so gewählt werden, daß die Glimmröhre zur Zündung kommt. Hingegen ist die Summe $R_1 + R_2$ unwesentlich, man wählt diesen Widerstand am besten ziemlich groß, um den hindurchgehenden Strom klein zu halten. Ein veränderlich einstellbares Potentiometer mit 1 MΩ Gesamtwiderstand hat sich für R_1, R_2 am günstigsten erwiesen.

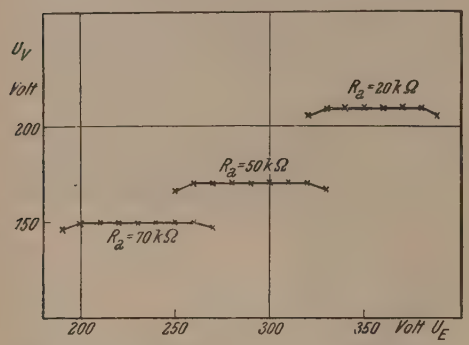


Abb. 2. Die Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der variablen Eingangsspannung und von der Wahl des Widerstandes R_a.

Anhang.

Vorläufige Mitteilung über die Bestimmung der Ionisierungsstärke mit einem Drahtnetz-Ionisationsgefäß.

Vor rund zwanzig Jahren hat H. Benndorf im Rahmen der luftelektrischen Messungen, die in seinem Institut ausgeführt wurden, auch Versuche mit zylindrischen Gefäßen (etwa 50 l Inhalt) anstellen lassen, deren Wände aus feinmaschigem Drahtnetz oder aus „Silberglanzpapier" bestanden, die Ionisierungsstärke q (Anzahl der pro sec und cm³ erzeugten Ionenpaare) zu bestimmen. Diese damals nicht zu Ende geführten Untersuchungen griffen wir nun wieder auf und versuchten zunächst, mit einer ähnlichen Anordnung durch längere Zeit hindurch lediglich den Sättigungsstrom zu messen. Während die seinerzeitigen Beobachtungen in Kellerluft ausgeführt wurden, wobei sich stets sehr große q-Werte (Größenordnung etwa 20) ergaben, verlegten wir unsere Meßanordnung in die von Benndorf am Dachboden des physikalischen Institutes eingebaute „luftelektrische" Kammer, mit der Erwartung, nunmehr dort eine bedeutend geringere Ionisierungsstärke vorzufinden.

Die bisherigen Messungen, die mit einigen Unterbrechungen erst seit etwa drei Monaten mit einer automatisch arbeitenden Apparatur durchgeführt werden, lassen noch keineswegs eine abschließende Beurteilung zu. Dennoch möchten wir neben der kurzen Beschreibung der ganzen Anordnung auf ein uns bemerkenswert erscheinendes Ergebnis hinweisen, freilich nicht ohne hierfür den vorläufigen Charakter ausdrücklich zu betonen.

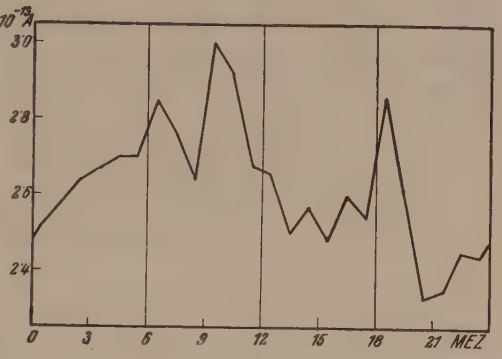


Abb. 3. Der Tagesverlauf des Sättigungsstromes, gemittelt über rund drei Monate, gemessen mit Drahtnetz-Ionisationsgefäß.

Das Ionisationsgefäß hat zylindrische Form, eine Höhe von 50 cm und einen Inhalt von rund 60 l. Um ein Drahtgerippe, das die nötige Festigkeit ergibt, ist ein Drahtnetz mit Maschen von etwa 2 × 3 mm Größe gelegt. Durch eine kleine Öffnung in der Deckfläche ist die Elektrode (Cu-Stab, 5 mm Durchmesser) axial eingeführt. Sie endet einige Zentimeter über der Bodenfläche des Ionisationsgefäßes und ist durch ein kurzes Drahtstück unmittelbar mit dem über dem Gefäß angeordneten BENNDORF-Elektrometer verbunden. Elektrometergehäuse und das eine Quadrantenpaar sind auf 360 Volt (aus dem vorhin beschriebenen Stabilisator) aufgeladen, das zweite Quadrantenpaar und die Drahtnetzwand des Ionisationsgefäßes sind geerdet. Zu Beginn der Messung wird Elektrometernadel + Elektrode des Ionisationsgefäßes auf die Spannung des Elektrometergehäuses aufgeladen, und zwar geschieht dies mittels einer einfachen Relaisschaltung zu jeder vollen Stunde automatisch. Mit dieser Schaltanordnung erreicht man:

1. Ein genügend starkes Feld im Ionisationsgefäß, um Sättigungsstrom zu gewährleisten.

2. Eine nur ganz kleine Spannungsdifferenz an den Bernsteinisolatoren des Elektrometers (zu Beginn der Messung ist sie überhaupt Null), wodurch die in die Messung eingehenden Isolationsverluste so gering bleiben, daß sie bei einwandfreier Isolation vernachlässigbar klein sind (einige $^0/_{00}$).

3. Eine hohe Empfindlichkeit von 2,8 Volt pro mm Ausschlag.

Im Februar/März und dann wieder im April/Mai durchgeführte laufende Registrierungen, die nur von Überprüfungen der Isolationsverhältnisse unterbrochen waren, ergaben einen bemerkenswert hohen Sättigungsstrom (entsprechend etwa 20 bis 30 erzeugten Ionenpaaren pro cm^3 und sec) mit recht beträchtlichen Schwankungen von Tag zu Tag und auch von Stunde zu Stunde. Wir haben nun sämtliche zur Verfügung gestandenen stündlichen Meßwerte gemittelt und erhielten damit den in Abb. 3 wiedergegebenen Tagesverlauf für den Sättigungs-

strom. Er zeigt zwei Maxima, von denen das größere am Vormittag auftritt und selbst wieder in zwei Spitzen aufgespalten erscheint. Im großen und ganzen findet sich auch hier wieder im mittleren täglichen Gang die Doppelperiode, die bereits seit langem für die anderen luftelektrischen Elemente (Leitfähigkeit, Spannungsgefälle usw.) nachgewiesen werden konnte (vgl. u. a. C. W. Lutz, Gerl. Beitr. z. Geophys. 54, 337—347 [1939]). Ein ausführlicher Bericht und eine kritische Beurteilung der Beobachtungen kann naturgemäß erst vorgelegt werden, wenn ein entsprechend umfangreiches Beobachtungsmaterial vorliegt.

551.508.19:551.508.96

(Institut für Meteorologie und Geophysik, Graz.)

Ein Echolotungsgerät für Ionosphären- und Wetterforschung*.

Von

R. Schrott.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Über ionosphärische Echolotungsgeräte liegen sowohl im eutschen, wie auch im fremdsprachigen Schrifttum kaum ausführliche Ver- ffentlichungen vor. Außerdem weisen die jeweils verwendeten Apparaturen edeutende schaltungstechnische Verschiedenheiten auf. In zahlreichen Vor- ersuchen wurde nun ein Impuls-Sende- und -Empfangsgerät entwickelt, das en bescheidenen Mitteln, die zum Bau dieser Anlage zur Verfügung standen, erecht wird und doch den gestellten Anforderungen bezüglich Meßgenauig- eit und Betriebssicherheit entspricht. Das beschriebene Echolotungsgerät estattet Grenzfrequenzen und Höhe der Ionosphäre zu messen und soll uch zur weiteren Erforschung der bereits erkannten Beziehungen zwischen Vettergeschehen und Ionosphäre dienen.

Summary. Publications on ionospheric echo sounding apparatuses are ery rare in German as well as in foreign literature. Moreover, the various pparatuses in use show great differences as to the constructional details f their circuit organization. On the basis of many preliminary experiments n impulse transmitter and receiver has been developed, meeting all demands low cost, high accuracy of measurement, and safety of working. This cho sounding apparatus can be used for measuring critical frequencies and ie altitude of the ionosphere. It may also be useful to further research ork on the relations between weather and ionosphere.

Résumé. La littérature allemande et étrangère est très pauvre en articles ncernant les instruments de sondage par écho ionosphérique. De plus les ppareils utilisés présentent des différences de montage importantes. Après de mbreux essais, l'auteur a mis au point un appareil émetteur et récepteur exigeant pas de gros moyens mais qui satisfait aux exigences de précision de sûreté de fonctionnement posées. Il permet la mesure de fréquences itiques et de la hauteur de l'ionosphère; il pourra être utilisé dans l'étude s relations entre le temps et l'ionosphère.

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

Die Anlage besteht im wesentlichen aus einem Sender, der kurze Impulse in regelmäßiger Aufeinanderfolge ausstrahlt, aus einem Empfänger, der sowohl die ausgesandten Impulse, als auch die von den ionosphärischen Schichten reflektierten Echos aufnimmt und aus einem optischen Registriergerät, das das empfangene Echobild festhält (Abb. 1). Die einzelnen Stufen werden im folgenden kurz beschrieben.

Zur Bestimmung der kritischen Frequenz der einzelnen Schichten ist es notwendig, die Senderfrequenz systematisch zu verändern. Dies geschieht mit einem Durchdrehkondensator, der aus vier vollkommen gleichen Einheiten — entsprechend den vier Senderstufen — besteht und auf deren gemeinsamer Achse einfache Umschaltvorrichtungen zum Wellenwechsel sitzen. Es gelang, mit nur einmaliger Umschaltung einen Frequenzbereich von 2,5 bis 12 MHz zu erhalten. Die Rotorachse

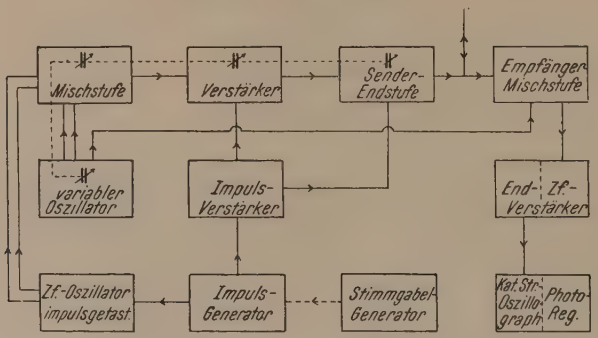


Abb. 1. Blockschaltbild der gesamten Anlage.

kann entweder von Hand oder bei vollautomatischem Betrieb von einem Motor angetrieben werden.

Um zwischen Sender und Empfänger vollkommenen Gleichlauf, d. h. Abstimmung auf die gleiche Wellenlänge zu gewährleisten, wird ein impulsgetasteter Oszillator, der auf einer festen Frequenz ($F_z = 0{,}5$ MHz) arbeitet, mit einem durchschwingenden variablen Oszillator (F_v) gemischt und die entstehende Differenzfrequenz ($F_d = F_v - F_z$) wird dann nach kräftiger Verstärkung ausgestrahlt. In der Mischröhre des Empfängers wird nun das ankommende Echo (seine Frequenz ist F_d) mit der gleichen variablen Oszillatorfrequenz F_v gemischt (s. Abb. 1), so daß dabei wieder die konstante Frequenz F_z entsteht, die in einem dreistufigen Zwischenfrequenzverstärker weiter verstärkt und mit einem Germanium-Kristall gleichgerichtet wird. Da bei der Mischung der beiden Frequenzen F_d und F_v nicht nur die zur Ausstrahlung benötigte Mischfrequenz $F_d = F_v - F_z$, sondern u. a. auch die Summenfrequenz $F_s = F_v + F_z$ zustande kommt, wird die gewünschte Mischfrequenz F_d durch einen auf diese Frequenz abstimmbaren Schwingungskreis, der sich im Anodenkreis der Mischstufe befindet, herausgesiebt (F_d hat ja gegenüber F_v

einen Frequenzunterschied von 1 MHz). Um die Frequenzen F_z und F_v, die bei einer normalen Mischanordnung außerdem noch vorhanden sind, zu unterdrücken, wird, wie Abb. 2 zeigt, eine vollkommen symmetrische Schaltung sowohl der beiden Oszillatorstufen, als auch der Mischstufe verwendet. Die Frequenzen F_z und F_v kommen von den beiden Gegen-

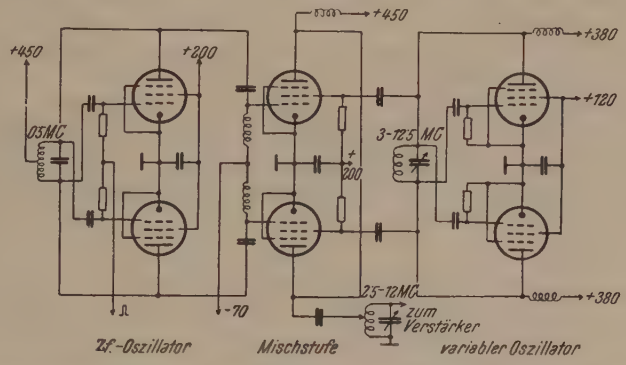


Abb. 2. Vereinfachtes Schaltschema von Zwischenfrequenz-Oszillator, Mischstufe und variablem Oszillator.

taktt-Oszillatoren mit einer Phasenverschiebung von 180° an den Gittern der Mischröhren an und werden hier zwar weiter verstärkt, heben sich jedoch an den parallelgeschalteten Anoden der Mischröhren auf.

Der vollkommene Gleichlauf zwischen Sender und Empfänger wird nun dadurch wesentlich erleichtert, daß für den Empfängereingang

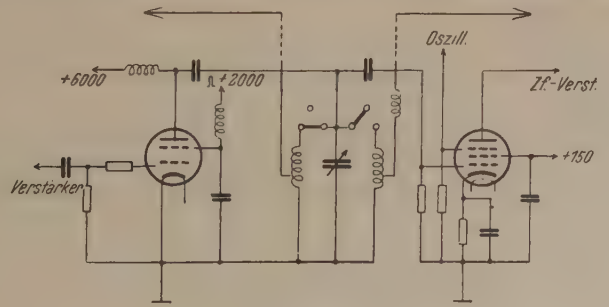


Abb. 3. Senderendstufe und Empfängereingang.

der gleiche abgestimmte Schwingungskreis und die gleiche Antenne verwendet wird, wie für die Senderendstufe (Abb. 3). Es ist nur erforderlich, daß die konstante Zwischenfrequenz F_z des Empfängerteiles vollkommen mit der pulsierenden Oszillatorfrequenz F_z des Senderteiles übereinstimmt. Eine Schwierigkeit bildet der Gleichlauf der einzelnen Senderstufen, deren vier Abstimmkreise durch die erwähnten vier auf einer gemeinsamen Achse sitzenden Drehkondensatoren abgestimmt

werden. Der variable Oszillator überstreicht nämlich einen Frequenzbereich von 3 bis 12,5 MHz, während der Frequenzbereich der Misch-, Verstärker- und Endstufe um die Zwischenfrequenz von 0,5 MHz verschieden ist und 2,5 bis 12 MHz beträgt. Um einen Gleichlauf von der Misch- bis zur Endstufe zu erreichen, ist es vor allem notwendig, daß die Anfangskapazitäten der einzelnen Kreise, die sehr von den Schalt- und Röhrenkapazitäten abhängen, untereinander genau gleich sind. Zwischen F_v und F_d ist bestenfalls ein „Dreipunktgleichlauf" (ähnlich wie bei Rundfunkempfängern) zu erreichen.

Zwischenfrequenzoszillator, Verstärker und Endstufe des Senders sind impulsgetastet, d. h. sie befinden sich nur für die kurze Zeitdauer des Impulses im Betrieb. Die dazu erforderlichen Impulse von 10^{-4} sec Dauer (20- oder 50mal pro sec) werden durch eine übliche Röhrenschaltung erzeugt. Die Tastung des Zwischenfrequenzoszillators erfolgt im Gitter, das im ungetasteten Zustand mit einer hohen negativen Spannung gesperrt ist. Diese Sperrung wird durch einen positiven Impuls von etwa 70 Volt kurzzeitig aufgehoben. Die Tastung der Verstärker- und Endstufe erfolgt im Schirmgitter, da hiedurch eine wesentlich bessere Aussteuerung vor allem der Endstufe erreicht wird. Zur Tastung der Schirmgitter, die ebenfalls durch eine negative Spannung gesperrt sind, werden positive Impulse von bedeutend höherer Spannung (2000 Volt) benötigt, die in einem zweistufigen Impulsverstärker erzeugt werden. Die Steuergitter dieser schirmgittergetasteten Verstärker- und Endröhren liegen über Ableitwiderstände am Nullpotential und erhalten über kleine Kopplungskondensatoren von der Misch- bzw. Verstärkerstufe die pulsierende Steuerspannung, die im gleichen Augenblick ankommt, zu dem die Schirmgitter durch den Hochspannungsimpuls freigegeben werden.

In der Endstufe werden zwei normale Sendetetroden in Parallelschaltung (je 80 Watt) verwendet. Ihre Anodenspannung beträgt etwa das Fünffache der Nennspannung, und zwar 6000 Volt. Diese hohe Anodenspannung, die durch einen Kaskadengleichrichter erzeugt wird, ist notwendig, um aus den Senderöhren, deren normale Leistungsfähigkeit beim Impulsbetrieb nicht ausgenützt werden kann, eine größere Leistung herauszuholen. Dies ist um so wichtiger, als die für die Anlage zur Verfügung stehende Antenne (ein unabgestimmter Dipol von etwa 24 m Länge) nur einen Bruchteil der in der Endstufe erzeugten Impulsleistung (mehrere Kilowatt) abstrahlt.

Literaturverzeichnis.

1. Wells, H. W. und L. V. Berkner: Researches of the Department of Terr. Mag., **XI**, 175 (1947).
2. Sulzer, P. G.: Journal of Applied Phys., **20**, 187—196 (1949).
3. Lindquist, R.: Tellus **1**, No. 4, 37—43 (1949).

55.038.5: 551.510.535

(University of Edinburgh, Scotland.)

Magnetic and Ionospheric Storms*.

By

Sir Edward Appleton, F. R. S.

With 4 figures.

Summary. The characteristic ionospheric storm variation of F_2 Layer ionisation at a temperate latitude station is described and compared with corresponding effects at other latitudes. The well known marked variability of the F_2 Layer critical frequency is attributed, in part, to the operation of the ionospheric storm mechanism. The lack of correlation between variations of F_2 ionisation at two sites, at a considerable distance apart, is due to the fact that ionospheric storm manifestation is found to vary, in sign and magnitude, with geomagnetic latitude, and is also subject to a diurnal control determined by local time.

Zusammenfassung. Die charakteristische Ionosphärensturmvariation der Ionisation der F_2-Schicht an einer Station der gemäßigten Breite wird beschrieben und mit entsprechenden Vorgängen in anderen Breiten verglichen. Die bekannte eindeutige Veränderlichkeit der kritischen Frequenz der F_2-Schicht wird teilweise der Wirkung des Mechanismus der Ionosphärenstürme zugeschrieben. Das Fehlen einer Korrelation zwischen den Variationen der F_2-Schicht an zwei in beträchtlicher Entfernung voneinander gelegenen Orten erklärt sich aus der Tatsache, daß das Auftreten der Ionosphärenstürme nach Vorzeichen und Ausmaß mit der geomagnetischen Breite variiert und außerdem einem ortszeitlich bedingten Tageseinfluß unterliegt.

Résumé. On décrit la variation caractéristique d'ionisation de la couche F_2 lors des tempêtes ionosphériques observées à une station de latitude moyenne et on la compare aux phénomènes analogues à d'autres latitudes. La variabilité marquée et bien connue de la fréquence critique de la couche F_2 est partiellement attribuée au mécanisme des tempêtes ionosphériques. L'absence de corrélation entre les variations de la couche F_2 en deux endroits considérablement éloignés l'un de l'autre s'explique par le fait que l'apparition des tempêtes ionosphériques varie en signe et en intensité avec la latitude

* Dedicated to Professor Dr. H. Benndorf on the occasion of his eightieth birthday.

géomagnétique et présente en outre une périodicité diurne dépendant de l'heure locale.

1. Introductory.

In my tribute article to Professor Dr. H. Benndorf, on the occasion of his 80th birthday, I propose to discuss a problem in the field of atmospheric physics, a subject to the progress of which he has himself made such signal contributions.

Although the existence of the ionosphere was first established as far back as a quarter of a century ago, it is only in recent years that the detailed nature of its regular and irregular variations has become clear. Such information has emerged largely from the systematic hourly radio soundings of the ionosphere conducted at various observatories. In Britain such systematic observations were begun in 1930, and, in 1932, it was decided to send a radio expedition to Tromsö (lat. 69,6° N; long. 18,9° E), in North Norway, to study, by the same methods, the relation between ionospheric conditions and polar phenomena. It was at once found at Tromsö that there was an intimate connection between magnetic storminess and ionospheric perturbations. In the case of the severe storms, strong absorption of the exploring radio waves was encountered, often temporarily preceded by the appearance of abnormal E Layer ionisation. Under such conditions it was impossible to observe the characteristics of the F_2 Layer. With less severe storms, however, depressions of the F_2 Layer critical frequency were observed.

In the present article the study of ionospheric and magnetic storms is continued by an exposition of results for temperate latitudes and other stations.

2. The Characteristic Trend of an Ionospheric Storm in Temperate Latitudes.

In order to demonstrate the characteristic trend of an ionospheric storm the "super-posed epoch" method has been used for a number of storms experienced at Slough (lat. 51,5° N; long. 0,6° W) in South-East England. For this purpose days of major depressions of the F_2 Layer critical frequency (fF_2), associated with geomagnetic storm conditions were taken as zero days, and the noon and midnight critical frequencies (f), expressed as fractions of the appropriate monthly mean values ($\bar{f}$), extracted both for the zero day and for a number of days before and after. The average results obtained are exhibited by the continuous curve of Figure 1. Here it will be seen that there is a tendency for the critical frequency to be slightly above the average (i. e. $(f/\bar{f}) > 1$) during the period immediately before that of the major depression. Also it is seen that, after the major depression, the recovery to normality is slow.

It is of interest to compare the characteristic variation of the F_2 Layer critical frequency during ionospheric storms with the concomitant variations of terrestrial magnetism. For that purpose the Abinger K

figures of magnetic storminess were treated for the same periods by the same super-posed epoch method. The characteristic average variation of geomagnetic storminess, as expressed by K figures in this way, is also shown in Figure 1 as a broken line. We can therefore compare on this diagram the characteristic trends of both magnetic and ionospheric storms, and note, for example, that the maximum of magnetic storminess occurs more than 12 hours earlier than the maximum phase of the ionospheric storm.

This particular result has been given precision in another way. The daily noon values of fF_2 at Slough for the 59 days in February and March

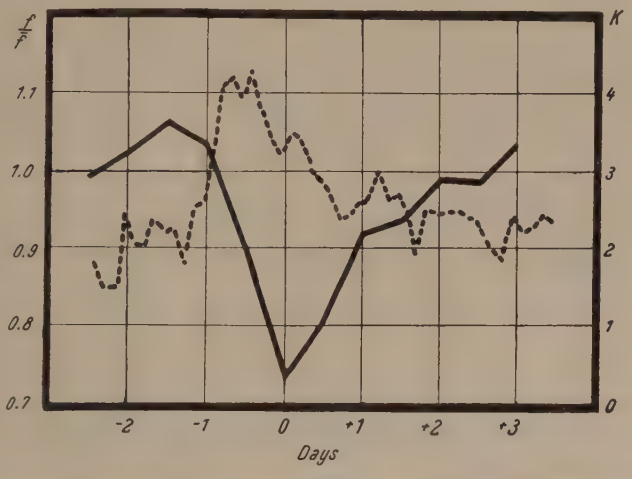


Fig. 1. Characteristic variations of relative critical frequencies ($f/\bar{f}$) and K magnetic indices during ionospheric storms.
—— $f/\bar{f}$; ------ K index.

1949 have been compared with a) the Abinger noon K figures for the days in question, b) the average Abinger K figures for the period 00,00 to 12,00 h. of the days in question, c) the average Abinger K figures for the period 12,00 to 24,00 h. of the previous day, and d) the average Abinger K figures for the period 00,00 to 12,00 h. of the preceding day. Correlation factors were calculated in each of the four cases and the results are set out in Table 1.

Table 1.

fF_2: Time of measurement	K Figure: Time of measurement	Correlation Coefficient
noon	noon	— 0,063 ± 0,08
noon	00,00 to 12,00 h., same day	— 0,34 ± 0,08
noon	12,00 to 24,00 h., previous day	— 0,41 ± 0,07
noon	00,00 to 12,00 h., previous day	— 0,095 ± 0,08

Here it will be seen that a definite inverse correlation is obtained when the noon values of fF_2 are compared with the K figure for the twenty four hours preceding the period of ionospheric measurement. Thus it would appear that the depression of fF_2 in an ionospheric storm is a consequence, rather than the simultaneous accompaniment, of magnetic activity.

The inverse correlation between the Slough noon values of fF_2 and the K figures for the period 12,00 to 24,00 h. of the preceding day is

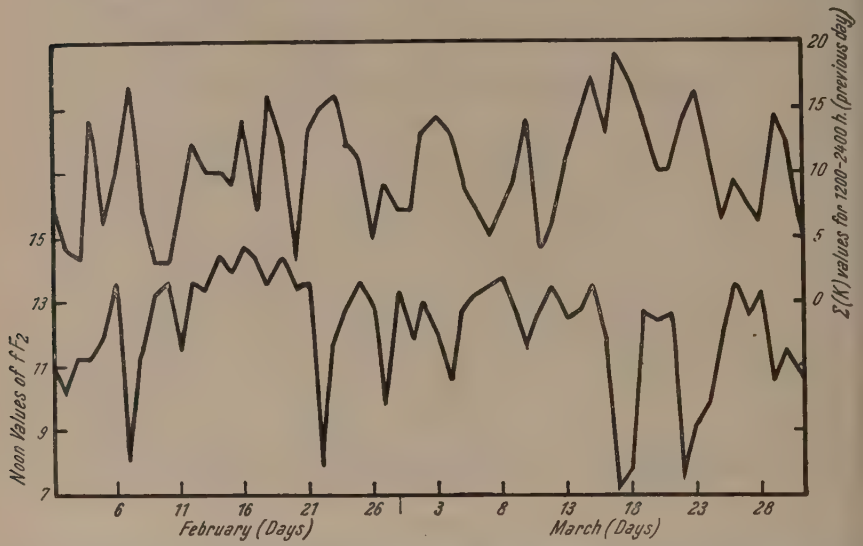


Fig. 2. Lower curve: Variation of noon values of fF_2 at Slough during February and March 1949; Upper curve: Sums of K magnetic figures for period 12,00—24,00 h. on the previous days.

illustrated in Figure 2 where both quantities are plotted for the days of the months of February and March 1949.

The results of this section are in agreement with those previously obtained by L. Harang [*1*], who, working before magnetic K figures were available, compared noon values of fF_2 with International Magnetic Character C Figures (whole day). He found a more marked negative correlation when the C figures selected were for the day previous to the ionospheric measurement than when the C figures related to the day of the ionospheric measurement.

3. Further Ionospheric Storm results in Temperate Latitudes.

In a recently published account [*2*] of a world morphological study of ionospheric storms, W. R. Piggott and the writer have shown that, at temperate latitude stations, it is usual for a storm to have a short positive phase (i. e. $\Delta fF_2 > 0$) preceding the longer negative phase (i. e. $\Delta fF_2 < 0$). It has also been shown that most remarkable brief ionospheric

changes are often found to accompany "sudden-commencement" magnetic disturbances. On such occasions a rapid depression of fF_2 occurs, followed immediately by a short positive phase. Such events are often not recorded in the normal hourly routine ionospheric measurements since they usually only last about half an hour.

A seasonal variation of ionospheric sensitivity to ionospheric disturbance has also been noted at Slough. In summer, when the F Layer is markedly bifurcated into its F_1 and F_2 components, the tendency for fF_2 to be depressed in ionospheric storms is greater than in the winter months when positive phases tend to be more frequent. On a few occasions, only positive phases have been noted e. g. during the great geomagnetic storm of February 7 and 8, 1946.

4. The World Morphology of Ionospheric Storms.

At auroral stations it is usual for magnetic storms to be accompanied by negative ionospheric storm phases only. At temperate latitude stations the bi-phase sequence, as described above, is experienced. On the other hand, near the equator it is more usual for only positive phases to be experienced. However, in the case of one or two magnetic storms of exceptional severity, negative phases have been experienced even on the equator.

The above remarks refer to the variation of storm manifestation with latitude and here it may be mentioned that it is magnetic latitude which is of significance in this connection.

From the detailed study of ionospheric storms at both Slough and at Washington (lat. 39° N; long. 77,5° W) it has become clear that ionospheric storm departures from normality are subject to a marked diurnal control. At both stations it is found that, in the case of negative phases, the most marked proportional reduction of ionisation in the F_2 Layer is experienced round about local noon. This fact is well illustrated in Figure 1. The strong diurnal control of ionospheric storm manifestations can also be well illustrated in the results obtained by O. Burkard [3] who has collected all the fF_2 data from 30 ionospheric stations for the magnetic storm of 14th to 16th March 1948. From these results it can clearly be seen that ionospheric storm results for stations on the same longitude can be correlated, but that, in order to correlate results at stations on the same latitude but on different longitudes, allowance must be made for the differences in local time.

5. The Influence of Ionospheric Storminess on F_2 Layer Variability.

It is well known that the value of fF_2 is subject to great day-to-day variability and it has been suggested by W. R. Piggott and the author [2] that this variability is due, to a considerable extent, to the operation of the ionospheric storm mechanism. When fF_2 measurements are made at stations fairly close together, a remarkably good correlation between

the two series is found. As tested in this way the F_2 Layer may be said to be uniform over a distance of a few hundred miles. For two stations

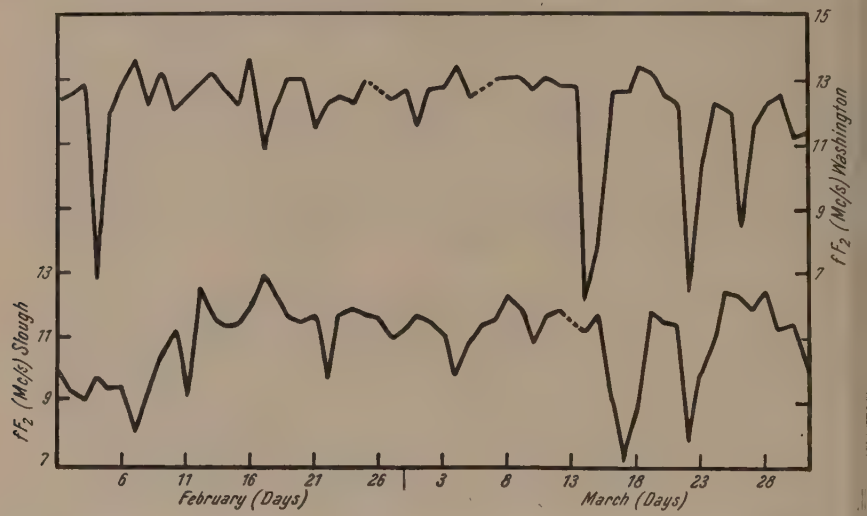


Fig. 3. Comparison of daily fF_2 values at Washington (above) and Slough (below) each day at 17,00 h. G. M. T. during February and March 1949.

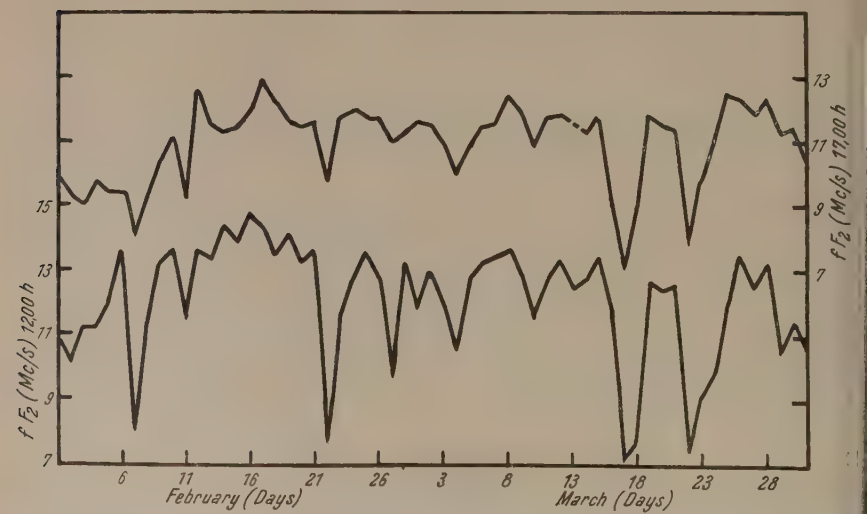


Fig. 4. Comparison of values of fF_2 (Slough) at 12,00 h. (lower) and 17,00 h. (upper) G. M. T., for each day in February and March 1949.

separated by much greater distances there is usually very little correlation except in the case of large ionospheric storms which last for some days

This lack of day-to-day correlation is especially noticeable between two stations of different longitude. It is illustrated in Figure 3 where measurements of fF_2, made simultaneously at 17,00 G. M. T. at Slough and at Washington during February and March 1945, are exhibited together. No marked correlation is noted except in the case of the ionospheric storm which occurred on March 22nd. Here it may be noted that two curves in which the Slough values at both noon and at 17,00 G. M. T. are plotted together, are closely similar. This is illustrated in Figure 4. It is therefore the difference in longitude which is responsible for the lack of correlation between the fF_2 values for Washington and Slough.

References.

1. Harang, L: Gerlands Beitr. Geophysik **46,** 438 (1936).
2. Appleton, E. V., and W. R. Piggott: Nature **165,** 130, Jan. 28 (1950).
3. Burkard, O.: Arch. Met., Geoph. Biokl., A **2,** 315 (1950).

551.594.6: 551.509.3

(Station Centrale Suisse de Météorologie, Zurich.)

L'Essor de la Radiométéorologie mondiale et la Prévision du Temps*.

Par

Jean Lugeon.

Avec 2 figures.

Résumé. Les relations entre les parasites atmosphériques (ondes hertziennes naturelles) émis par les orages ou d'autres foyers de perturbations de la troposphère, enregistrés sur de grandes longueurs d'ondes, et la météorologie synoptique (prévision du temps) ont fait l'objet de recherches de 1920 à 1950, principalement par des chercheurs européens, dont un historique est donné. Les organisations internationales intéressées à ces travaux et leurs principales résolutions sont rappelées. Les méthodes instrumentales courantes font l'objet d'un court aperçu et quelques résultats acquis appliqués à la pratique journalière de la prévision radiométéorologique du temps sont sommairement décrits. On indique la technique à suivre pour l'organisation d'un réseau de stations radiométéorologiques, en citant comme exemple celui de la République Argentine, qui devrait répondre à des conditions idéales, puisqu'il s'étend des régions subtropicales aux régions polaires, enregistrant ainsi tous les types de parasites. Le problème des échanges télégraphiques de renseignements par codes et l'expérience européenne en la matière termine l'article.

Zusammenfassung. In den Jahren 1920 bis 1950 wurden, vorab durch europäische Forscher, die Beziehungen zwischen den atmosphärischen Parasiten und der synoptischen Meteorologie untersucht. Als Parasiten (englisch „sferics") bezeichnet man natürliche Hertzsche Wellen, die von Gewitterherden oder andern troposphärischen Störungsquellen ausgehen und auf langen Wellen registriert werden. Die Arbeit enthält einen historischen Überblick über diese Forschungen, sowie Hinweise auf die an radiometeorologischen Untersuchungen interessierten internationalen Organisationen und ihre wichtigsten Resolutionen. Nach einer kurzen Übersicht über die gebräuchlichen instrumentellen Beobachtungsmethoden und die bisher erhaltenen Ergebnisse, zeigt der Verfasser, wie man diese Ergebnisse in der

* Dédié à M. le prof. Dr. H. Benndorf à l'occasion de son 80ème anniversaire.

Praxis der täglichen Wettervorhersage anwenden kann. Er gibt ferner Richtlinien für die technische Organisation radiometeorologischer Beobachtungsnetze; als Beispiel wird Argentinien angeführt, das mit seinem von den Subtropen bis ins Polargebiet reichenden Territorium geradezu ideale Bedingungen für radiometeorologische Messungen erfüllt, indem dort alle Typen von Parasiten registriert werden können. Abschließend wird die Frage der Übermittlung radiometeorologischer Meßergebnisse mittels Zahlenschlüssel behandelt, wobei die in Europa gesammelten Erfahrungen mitgeteilt werden.

Summary. Several authors, especially in Europe, have investigated since 1920 the relations existing between „sferics" and synoptical meteorology. Sferics are natural hertzian waves emitted by thunderstorm-hearths and similar tropospherical sources, observable on long waves. The history of these investigations is shortly summarized; and mention is made of the international organizations concerned with them, as well as of their most important resolutions. The current instrumental methods and some of the results obtained hitherto are briefly exposed, with a view to their application to forecasting practice. The author gives directive rules for the technical organization of radio-meteorological network. He refers to Argentine, offering ideal possibilities of radio-meteorological observation by the extension of its territory from sub-tropical to polar regions, as all types of sferics can be recorded in this country. Finally, he discusses the problem of the transmission of radio-meteorological results by code and the experience gathered in Europe.

1. Définition.

On entend ici par radiométéorologie, l'étude des relations entre les parasites atmosphériques (sferics) et les manifestations météorologiques de la troposphère.

La Commission des instruments et méthodes d'observation de l'Organisation météorologique internationale (OMI) a donné la définition suivante du terme anglais « sferic », qui est aujourd'hui universellement employé:

« *Décharges électriques atmosphériques qui proviennent d'orages* (*foudre*), *de mouvements de convection dans des masses d'air, etc. Ce terme s'applique aussi à la technique de la localisation et de la détermination du déplacement et des caractéristiques de ces décharges électriques et de leur foyer.* »

2. Historique.

Avant l'invention de la lampe électronique, quelques radiophysiciens de Russie (Popoff), de France (Branly, Turpain), d'Allemagne (Société Telefunken) publient de courtes notes sur le dépistage à distance des orages, par les parasites qui en rayonnent, toutefois sans pouvoir apporter une conclusion d'emploi pratique en prévision du temps.

Après la première guerre mondiale, vers 1922–1924 des météorologistes de divers pays se préoccupent de l'utilisation des parasites atmosphériques pour la prévision du temps. Les principaux centres d'études entre les deux guerres furent Slough en Angleterre (équipe Watson Watt), Paris-Saint-Cyr-Trappes en France (équipe Bureau), Varsovie-Jablonna

en Pologne (équipe LUGEON), Zi-ka-wei en Chine (R. P. LEJAY), Zurich en Suisse (LUGEON et NOBILE).

Aux États-Unis d'Amérique, les U. S. Navy (Cmdt. W. B. LOCKHART) et l'Université de Floride (Dean JOSEPH WEIL) cherchent des relations entre les tornades et les perturbations radioélectriques naturelles.

Quelques enregistrements sont obtenus aux Indes à Bangalore et Trivandrum en 1930 (SCHMIDT, selon BARNERJI, et actuellement MITRA).

Également des savants installèrent des appareils d'atmosphériques en Afrique du Sud anglaise (SCHONLAND), en Australie (MARTYN et autres) et au Japon. Toutefois, les recherches entreprises dans ces contrées, ainsi qu'à Upsala en Suède et aux États-Unis (BELL Co.) avaient plutôt un caractère radiophysique, que météorologique. Les principales investigations concernant les rapports entre ces phénomènes météorologiques et les parasites de la TSF, que nous appellerons des études radiométéorologiques ont été réalisées de 1924 à 1949, principalement par ROBERT WATSON WATT et ses collaborateurs pour la Grande-Bretagne et les Dominions Britanniques, par ROBERT BUREAU pour la France et son Empire, et par JEAN LUGEON pour l'Europe orientale et centrale et le cercle polaire boréal. Quelques autres auteurs se sont également attachés à ce problème par des travaux de moins longue haleine et des mesures isolées.

Pendant la deuxième guerre mondiale, en Europe, les mesures radiométéorologiques furent à notre connaissance poursuivies essentiellement en Angleterre, en France à Paris, en Suisse, par les équipes mentionnées, ainsi qu'à Danzig et Potsdam (SCHWENHAGEN, MEINHOLD).

L'U. S. Army Air Force, selon les informations communiquées par M. WANTA de la délégation américaine aux réunions de l'OMI à Toronto, en 1947, prend aussi une part active à ces travaux, en rapport étroit avec la prévision des tempêtes et tornades, et crée des réseaux de triangulation du système WATSON WATT aux Philippines et en Chine. Des recherches sur le spectre des « sferics » sont poursuivies aux Universités de New Mexico (R. HOLZER) et de Floride (Dean WEIL). Au Japon, KIMPARA opère avec le même système.

En 1944, le Service météorologique d'Espagne acquiert trois radiogoniographes à secteur étroit du système suisse, pour le repérage des orages de la péninsule Ibérique et ses alentours.

Depuis la fin des hostilités, en 1945, la plupart des postes d'observations sont maintenus et de nombreux offices météorologiques s'intéressent au problème. C'est ainsi, que de 1945 à 1950, on assiste au développement suivant du réseau mondial.

Sous la direction de RALPH A. MORGEN, Directeur de Engineering and Industrial Experiment Station, University of Florida, Gainesville en collaboration étroite avec le U. S. Army Signal Corps, un quadrangle pour la triangulation des parasites atmosphériques est érigé dans l'espace Caribéen, à Robins Air Force Base, Georgia; Kindley Field, Bermuda; Coolidge Field, Antigua; Vernam Field, Jamaica. Ces stations sont équipées de radiogoniomètres à oscilloscope cathodique, version anglaise

avec une station de contrôle statistique où fonctionne un radiogoniographe à secteur étroit livré par la Suisse.

Le réseau de Grande-Bretagne est maintenu aux stations de Irvinistown (Irlande), Leuchars, St. Eval, Dunstable.

Aux Indes, M. Barnerji pose les bases d'une triangulation à Delhi, Poona, Bangalore, Waltair, Decca, avec des oscillographes; un des postes recevant un radiogoniographe suisse à secteur étroit.

Le Major Huber de U. S. Army Signal Corps déclare à Toronto, en 1947, que les Américains comptent réinstaller des réseaux au Japon, Corée, Philippines et à Guan, dans le Pacifique central. On doit aux

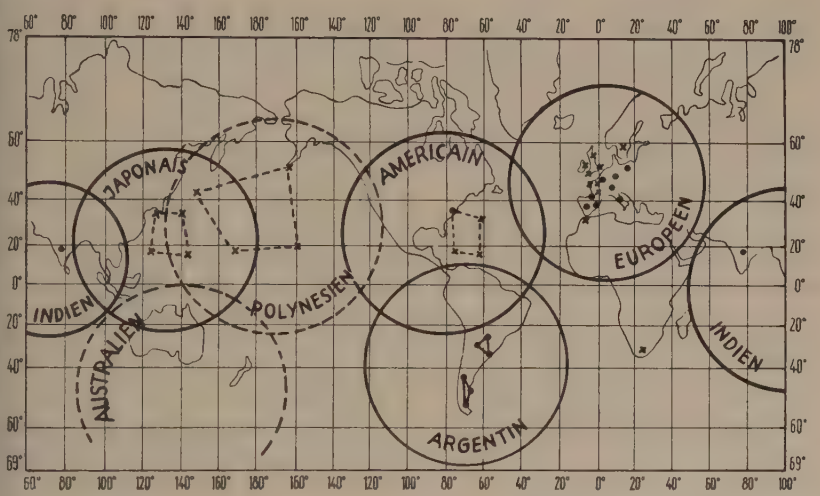


Fig. 1. Commission Internationale de Météorologie Radioélectrique. Evolution du réseau mondial de radiométéorologie.

AAF, par les bons soins du Major Huber le tracé d'une partie de la carte du réseau mondial, fig. 1, complétée par l'auteur.

Les services météorologiques de Belgique et d'Italie ont acquis en 1949 chacun un radiogoniographe à secteur étroit, modèle suisse, qui seront mis en marche incessamment.

En 1949, suivant les résolutions de la Conférence des Directeurs de Washington 1947, qui reconstitua la Commission de Météorologie radioélectrique, avec le mandat de coordonner le réseau mondial, l'auteur, à l'instigation du Directeur-général Galmarini, fut invité à organiser une triangulation des perturbations radiométéorologiques de la République Argentine. Le service météorologique de ce vaste pays a acquis six stations complètes pour la direction des foyers, la fréquence des parasites et leur intensité. Ces appareils sont accordés sur la fréquence du réseau européen, de 27 kc/s (11000 m de longueur d'onde). Nous reviendrons sur ce programme dans la suite.

En résumé, à notre connaissance, des installations pour l'enregistrement permanent des parasites atmosphériques sur de grandes longueurs d'ondes, en vue de leur application à la météorologie synoptique, existent dans les pays suivants: Grande-Bretagne, France et son Empire, Belgique, Italie, Suède, Espagne, Suisse, États-Unis d'Amérique et régions limitrophes, Indes, Japon, Australie, Argentine. Mais actuellement seuls les postes d'Angleterre, France, Suisse et États-Unis transmettent journellement leurs renseignements aux offices météorologiques du monde.

3. Organisations internationales compétentes en la matière.

C'est presque essentiellement *l'Union Radio-Scientifique Internationale* (URSI), qui s'est occupée de la coordination des études sur les atmosphériques, dans sa commission des perturbations. De nombreuses résolutions de caractère plutôt radiophysique que météorologique y furent prises, Washington 1927, Bruxelles 1928, Copenhague 1931, Londres 1934, Venise 1938, Paris 1946, Stockholm 1948, Zurich 1950.

En 1930, à son assemblée de Stockholm, *l'Union Géodésique et Géophysique Internationale* (UGGI), formula par une résolution le désir que les États poursuivent des études de corrélation entre la météorologie et les parasites atmosphériques. C'était sous la présidence de Sir NAPIER SHAW, président de l'Association Internationale de Météorologie de l'UGGI.

En 1935, *la Conférence mondiale des directeurs de l'OMI*, après avoir visité les installations radioatmosphériques polonaises à Jablonna près de Varsovie, créa *la Commission Internationale Radioatmosphérique*, dont les travaux débutant peu avant la guerre, furent interrompus par celle-ci. La Commission fut supprimée par la Conférence extraordinaire des directeurs, à Londres, en février 1946, mais reconstituée par la Conférence des directeurs de Washington en 1947, sous le titre de Commission de Météorologie Radioélectrique.

De 1947 à 1949 plusieurs commissions techniques de l'OMI se sont activement occupées du problème.

A l'assemblée générale de l'URSI à Paris en 1946, il fut créé une nouvelle Commission radiométéorologique, à l'instigation également d'autres Unions scientifiques. Cet organe nouveau s'appelle *Commission mixte de Radiométéorologie au sein du Conseil international des Unions scientifiques.*

Les résolutions internationales les plus importantes de ces diverses organisations sont rappelées ci-après:

Union Géodésique et Géophysique Internationale (*UGGI*). Assemblée générale de Stockholm, août 1930. Résolution XIII: La Section (Association Internationale de Météorologie) ayant pris connaissance des idées de M. LUGEON sur le «Sondage par les atmosphériques» et considérant leur intérêt au point de vue de la météorologie dynamique, émet le vœu que des recherches analogues soient poursuivies dans différents pays. Elle attire l'attention de l'Union Radio-Scientifique sur cette question et signale à la Commission des atmosphériques de cet organisme l'intérêt qu'il y aurait au point de vue météorologique, à organiser un réseau international d'en-

registrements de parasites atmosphériques, spécialement pendant l'Année Polaire, et d'assurer la centralisation et la diffusion de ces documents.

Union Radio-Scientifique Internationale (*URSI*). Assemblée générale de Washington 1927. Recueil des travaux; fascicule V: vœux émis par les principaux spécialistes pour l'étude des parasites atmosphériques.

URSI : Assemblée générale de Bruxelles 1928. Volume II, fascicule II, pages 16 à 18. Longue résolution concernant les méthodes d'observation des parasites atmosphériques, particulièrement avec l'oscillographe cathodique pour les études de corrélation avec la géophysique.

URSI : Assemblée générale de Copenhague 1931. Nombreuses recommandations pour l'étude des orages proches par les parasites qui en émanent.

URSI : Assemblée générale de Londres 1934. Précisions sur l'origine des atmosphériques, leurs lois de propagation, distance des foyers, échange des résultats, création de diverses sous-commissions permanentes.

URSI : Assemblée générale de Venise 1938. Diverses résolutions sur l'emploi de plusieurs longueurs d'ondes pour les parasites et la radiogoniométrie et, entre autres, pour la météorologie.

« Considérant que l'enregistreur à secteur étroit est un appareil qui par sa nature même donne automatiquement un résumé statistique de la distribution des sources d'atmosphériques dans le temps et dans l'espace, il est par conséquent d'une aide immédiate dans la météorologie quotidienne. »

« Considérant que la portée effective de la grande majorité des atmosphériques sur des longueurs d'ondes supérieures à 10000 mètres dépasse plusieurs centaines de kilomètres, il est légitime de faire usage de bases d'une longueur de 500 à 1000 kilomètres. »

« L'URSI constate avec satisfaction que des enregistreurs à secteur étroit ont été installés en Grande-Bretagne, en France et en Australie et qu'une installation de ce genre est projetée à l'Observatoire du Jungfraujoch. »

« L'Union est d'avis que la mise en œuvre continue de ces instruments et l'adjonction d'autres du même type, seraient d'une grande valeur pour la météorologie synoptique quotidienne. »

Organisation Météorologique Internationale (*OMI*). Conférence des Directeurs, Varsovie 1935. Résolution 102: La Conférence des Directeurs, devant le développement récent des observations des phénomènes radioélectriques de l'atmosphère et en particulier des enregistrements de parasites atmosphériques, considérant que ces observations peuvent apporter dans l'avenir une contribution importante à la météorologie dynamique et à la protection météorologique de la navigation aérienne et maritime, estime qu'il convient de donner une impulsion au développement international de ces recherches, pour aboutir à un réseau mondial à larges mailles.

a) La Conférence estime important que des enregistreurs de parasites atmosphériques soient installés, particulièrement en Amérique du Nord et du Sud, au Sud de l'Afrique et en Asie Orientale, ainsi qu'en Australie et dans les régions polaires.

b) La Conférence estime important d'établir une station polaire permanente. Cette station pourrait contribuer, également, aux recherches radiométéorologiques signalées dans la note présentée à la Conférence de Varsovie par M. Jean Lugeon (App. XXI).

Résolution 115: La Conférence décide d'instituer une Commission radioatmosphérique (Le Président est le Dr. Jean Lugeon).

Comité météorologique international (*CMI*), Session de Paris 1946: Résolution 55 (CSWI Paris 1946). Pionniers des recherches sur les atmo-

sphériques. Le Comité tient à exprimer sa reconnaissance au Dr. R. BUREAU, à Sir ROBERT WATSON WATT et au Dr. JEAN LUGEON pour leurs travaux initiaux dans le développement des méthodes qui fournissent maintenant par l'intermédiaire des observations d'atmosphériques, des données de base d'une valeur considérable pour les travaux des services de météorologie synoptique.

CMI, Paris 1946: Résolution 49 (CSWI Paris 1946). Observations électroniques. Le Comité recommande, étant donné l'importance des observations électroniques (Sférics) pour la prévision, que chaque pays entreprenne d'établir des stations effectuant ces observations. Les observations devraient être diffusées par les stations qui émettent des messages collectifs se référant à de vastes régions, par exemple pour l'Europe par les quatre stations de Grande-Bretagne, de France, d'URSS et d'Italie.

Organisation Météorologique Internationale (*OMI*), Conférence des Directeurs, Washington 1947. Résolution 88 (CSWI Toronto 1947: IV) Diffusion des observations d'atmosphériques.

La Conférence exprime sa satisfaction des services rendus à la météorologie synoptique par les systèmes de stations d'atmosphériques déjà établis en France, en Grande-Bretagne, en Suisse et aux États-Unis, et invite les services en question à continuer leurs observations et à les diffuser internationalement par des émissions de TSF.

Résolution 89 (CSWI Toronto 1947: V). Application des observations d'atmosphériques dans l'analyse et les prévisions. La Conférence recommande la poursuite d'études synoptiques, aérologiques et statistiques en vue d'élargir l'emploi des observations d'atmosphériques comme aide à l'analyse des masses d'air et dans les prévisions.

Résolution 90 (CSWI Toronto 1947: VI). Système des stations d'atmosphériques. La Conférence reconnaissant que la valeur des récepteurs donnant la direction et des enregistreurs de décharges atmosphériques (Sférics) à grande distance a été pleinement reconnue, recommande:

a) que le système de triangulation devrait prévoir l'enregistrement automatique, en plus des observations visuelles, avec des enregistreurs d'un modèle uniforme pour que les relevés soient de comparaison facile;

b) que là où des systèmes de triangulation ne peuvent être pourvus des instruments soient établis indiquant la direction et, autant que possible, la distance de la source des atmosphériques.

Résolution 91 (CSWI Toronto 1947: VIII). Localisation électronique des tempêtes de sable. La Conférence reconnait l'importance de la détection et de la localisation des tempêtes de poussière ou de sable et recommande que des recherches soient entreprises dans des régions désertiques ou dans leur voisinage en vue d'employer des méthodes électroniques pour la détection de ces perturbations. Les recherches pourraient être poursuivies avec avantage dans des pays tels que l'Egypte, l'Irak et l'Inde.

Résolution 110 (CSWI Toronto 1947: VII). Stations polaires atmosphériques. La Conférence, après avoir revu les résolutions de Conférence des Directeurs de Varsovie de 1935, la Résolution 102 en particulier, recommande l'établissement de deux stations polaires de recherch atmosphériques, une dans chaque hémisphère. Ces stations fonctionneraien pendant plusieurs années. Elles ne seraient pas seulement précieuses par qu'elles compléteraient le réseau mondial des stations d'atmosphérique elles auraient aussi une valeur spéciale pour l'étude des effets crépuscula sur les observations d'atmosphériques, effets qui affectent les observati

le toutes les stations d'atmosphériques, lorsque la ligne qui sépare le jour le l'obscurité se trouve entre la station d'observation et la source.

Résolution 217: La Conférence décide d'établir une Commission de Météorologie radio-électrique (Le président de cette commission est le prof. Dr. Jean Lugeon).

Union Radio-Scientifique internationale, Stockholm 1948: Résolution le la Commission 3: coopération demandée à l'OMI; normalisation des dispositifs expérimentaux utilisés dans les mesures des bruits d'origine atmosphérique. La forme des atmosphériques individuels devrait être classée selon la nomenclature française. Institution d'une semaine d'études des formes de parasites et des bruits sur diverses fréquences; relevé des azimuts des sources, conjonctures météorologiques diurnes et nocturnes correspondantes.

Comité consultatif International des Radio-communications, Stockholm 1949, Vœu:

« Considérant :

a) que la connaissance des caractéristiques et de l'origine des parasites atmosphériques, bien qu'essentielle pour une exploitation rationnelle des liaisons radio-électriques, est encore très insuffisante et requiert que des études importantes lui soient consacrées;

b) que les mesures de bruits radio-électriques atmosphériques ne peuvent que difficilement séparer les deux facteurs du phénomène, à savoir: la production de ces bruits dans les divers foyers orageux du monde et leur propagation jusqu'au point de réception;

c) qu'il y aurait un grand intérêt, pour analyser le phénomène, à disposer de renseignements suffisamment étendus et précis sur chacun des facteurs mentionnés et en particulier sur la production des bruits dans les foyers orageux;

d) que les renseignements actuellement disponibles (cartes de Brooks, révisées en 1943), bien que présentant un intérêt incontestable, demandent à être améliorées, et qu'il faut à cet effet disposer de résultats expérimentaux obtenus dans des stations d'observations nombreuses, portant sur une longue période et répondant d'une manière plus précise et plus adéquate au besoin exprimé;

e) que la collecte de ces renseignements est du ressort des organismes météorologiques;

f) que la mise en œuvre de ces renseignements par les organismes de radioélectricité est de nature à faire progresser la météorologie en mettant en évidence des corrélations éventuelles entre l'activité orageuse et les phénomènes polaires;

émet le vœu:

1° que chaque administration membre du CCIR intervienne auprès des offices météorologiques nationaux pour obtenir les informations nécessaires sur l'activité orageuse;

2° que le Conseil d'administration de l'Union intervienne auprès de l'Organisation météorologique internationale pour attirer son attention sur l'intérêt qu'il y aurait à intensifier sa collecte de renseignements météorologiques sur les foyers orageux du monde. »

4. Méthodes instrumentales.

Au début de la radiométéorologie, 1924–1930, deux tendances caractérisaient les recherches: les méthodes anglaises (Watson Watt,

Appleton, Chapman et autres), qu'on peut appeler des méthodes essentiellement physiques cherchant à déterminer le spectre individuel des parasites, leur loi de propagation et leur position géographique, données par l'oscilloscope cathodique; les méthodes françaises et les méthodes suisses, visant dès leur commencement une application pratique à la météorologie synoptique par de longues séries d'enregistrements du nombre de parasites à la minute (radiocinémographe de Bureau, atmoradiographe de Lugeon). Les appareils anglais, français et suisses furent accordés, comme actuellement encore, sur de grandes longueurs d'ondes.

Puis, grâce aux efforts remarquables de l'Union Radioscientifique Internationale (URSI), les savants cités, auxquels s'ajoutèrent quelques autres, échangèrent leurs résultats par la poste: enregistrements anglais (Watson Watt), français (Bureau), polonais et suisses (Lugeon) et de Chine à Zi-ka-wei (R. P. Lejay). Ce grand labeur permit de s'assurer dès 1929–1931, que l'origine des atmosphériques est essentiellement troposphérique et que leur structure électromagnétique est fort complexe; ils sont liés intimement aux manifestations orageuses et aux fronts froids (Loi de Bureau).

Puis vient l'époque 1931–1939, où Français, Polonais et Suisses adoptent le système de repérage azimutal anglais dit du secteur étroit (Lutkin, 1926) pour enregistrer en permanence les azimuts près de Paris, en Suisse, et dans diverses stations de Pologne. On s'accorda sur le domaine des longueurs d'ondes à utiliser, en remarquant que 27 kc/s (11000 m) est la meilleure fréquence pour l'étude des corrélations radio-météorologiques.

Pendant quelques années les Anglais disposent à Potsdam d'un enregistreur directionnel de leur système, mais l'interprétation des résultats par un savant allemand ne s'accorde pas aux idées admises par les membres de l'URSI.

Finalement, on peut dire qu'au début de la seconde guerre mondiale quatre systèmes d'appareils d'observation et d'enregistrement sont utilisés en permanence:

a) le système anglais du repérage directionnel par triangulation à l'aide d'oscilloscopes cathodiques, à lecture directe et sporadique, utilisé en Grande-Bretagne: Radiogoniomètres à rayons cathodiques.

b) le systeme français et le système suisse pour l'enregistrement continu du nombre d'atmosphériques à la minute, utilisés en France, en Pologne et en Suisse: Radiocinémographe, Atmoradiographe.

c) le système directionnel anglais dit secteur étroit, modifié et utilisé en permanence en France, en Pologne et en Suisse: Radiogoniographe.

d) le système suisse de l'enregistrement du champ individuel des décharges, qui donne une bonne idée de l'intensité absolue et permet de déceler de nombreuses propriétés très utiles à la diagnose du temps: Radiomaximographe.

En empruntant la longueur d'onde de 27 kc/s, la portée de ces appareils est très grande sur la surface obscure de la terre et peut dépasser 10000 km de nuit; mais elle est plus courte de jour, environ 2500 km, l'énergie

e trans-mission est liée à la saison, soit à la température des foyers, en ce ens qu'il y a davantage de parasites atmosphériques à longue portée ans les régions tempérées et chaudes, que dans les régions froides. Les arasites polaires ont des portées faibles. Les méthodes d'investigation adiométéorologiques ne s'adaptent donc pas indifféremment à toutes es zones du globe pendant l'année complète. Il y a des périodes mortes, particulier de novembre a mars grosso-modo, pour les latitudes situées u nord du 60e parallèle.

Jean Lugeon a développé une série de procédés géodésiques bases r la loi de propagation diurne et nocturne des parasites atmosphériques écoulant des effets crépusculaires enregistrés, pour situer la position ographique des foyers de propagation, depuis un poste seulement. es méthodes publiées en majeure partie entre les deux guerres ont endu d'importants services à la météorologie suisse pendant les cinq s de guerre, où ce pays était complètement isolé du monde, météorologiquement parlant. Ainsi, il a presque toujours été possible de dire dans urs grandes lignes, si les perturbations du temps intéressant la région s Alpes avaient un caractère océanique, continental ou méditerranéen. epuis l'armistice de mai 1945, ces méthodes ont trouvé une confirmation mplète sur les cartes synoptiques d'après-guerre.

5. Quelques résultats acquis.

Les Anglais trans-mettaient dès 1931, par TSF à tous, de précieuses formations sur la position géographique des foyers de parasites atmosphériques repérés par le procédé de Robert Watson Watt. Ils utilisèrent our cela un code remarquablement simple et une échelle donnant une ée de l'étendue des surfaces des foyers et de la densité des décharges i en rayonnent. L'URSI fit diffuser par les postes TSF anglais et nçais pendant plusieurs années des « ursigramme.. » contenant des formations fort utiles pour la radiométéorologie.

Mais avant la guerre ces émissions ne parurent pas intéresser beaucoup services météorologiques. La plupart d'entre eux ne reconnaissaient ut-être pas l'intérêt de la radiométéorologie pour la prévision du temps, rticulièrement en période de guerre. Les quelques savants qui fournissient les renseignements pour ces messages, échangeaient leurs résultats r la voie postale. C'est bien la deuxième guerre mondiale qui apporta essor nouveau à la question, principalement par l'émission des « sferics » glais. Après l'armistice ces « sferics » furent transmis à tous par les ins du service météorologique anglais et quelques temps plus tard il en t de même pour les enregistrements de parasites français, par l'Office ational Météorologique. Ces émissions sont complétées actuellement par renseignements suisses, codifiés comme le font les Français, en code Atmos ».

Robert Watson Watt a présenté à l'URSI à Paris en 1946, les sultats statistiques des observations à l'oscilloscope cathodique, des atre postes de triangulation anglais pendant la guerre, d'où il ressort

très clairement une relation de cause à effet entre la production des foyers des parasites et les ondulations du front polaire donnant naissance aux dépressions de l'Atlantique.

C. K. M. DOUGLAS du Meteorological Office de Londres a présenté dans un important document à la Commission des instruments et méthodes d'observation de l'OMI, à Toronto en 1947, les principaux résultats pratiques des repérages anglais pour la prévision du temps pendant la guerre, sur l'Atlantique Nord et les Iles Britanniques. Ces constatations coïncident en tous points avec celles des Suisses pour l'Europe centrale, méridionale et orientale, et l'Océan Arctique (Pologne 1930–1936 et Iles des Ours 1932–1933, enregistrements de LUGEON). L'activité des foyers parasitaires paraît plus grande en hiver sur l'Atlantique et permet de déceler d'une manière remarquable certaines instabilités le long du front polaire, comme l'ont d'ailleurs rappelé SVERRE PETTERSSEN et BERSON, dans une Note du service météorologique allié, pendant la guerre. En été, il semble y avoir sur l'Atlantique Nord moins de parasites qu'en hiver, avec un minimum net en juin. L'accroissement se reproduit vers l'automne. L'activité principale est notée en fin de matinée. Il y a une certaine corrélation avec les niveaux de givrage des avions et les précipitations électrisées, ce qui apporte une information de valeur pour les vols intercontinentaux.

C. K. M. DOUGLAS conclut que ces repérages, en connection avec la mesure d'autres éléments atmosphériques, sont d'une grande importance pour la prévision à l'échéance de 24 heures. Un réseau comme celui de Grande-Bretagne suffit, d'après cet auteur, pour le contrôle de la superficie couverte par les cartes météorologiques synoptiques nécessaires à la prévision de 24 heures.

Pendant la guerre, ROBERT BUREAU a, par l'emploi de diverses longueurs d'ondes, imaginé une méthode télémétrique pour le repérage de la distance des foyers. J. LUGEON de son côté, comme relevé ci-dessus, fit un large emploi des effets crépusculaires et du phénomène parasitaire antagoniste du front froid et du front chaud, pour suivre à grande distance du seul poste de Zurich, les pertubations intéressant les Alpes. En particulier, il a précisé la méthode de repérage des lignes de grains et orages de toutes sortes, dans une zone de quelques centaines de kilomètres.

Il ressort indubitablement de ces travaux que la radiométéorologie peut-être un complément utile à la diagnose du temps, en toutes circonstances, soit en cas de grande activité des foyers d'émission ou aussi lorsque ceux-ci sont absents dans un large rayon.

Il faut bien séparer ici le problème radiométéorologique, qui fait emploi des parasites atmosphériques, de celui du radar à visibilité, repérant à courte portée certaines perturbations, comme les cumulo-nimbus, les lignes de grains ou les zones de pluie. Le radar ne permet que des prévisions du temps à très courte échéance (quelques heures) à cause de la rotondité de la terre, puisqu'il utilise des ondes électromagnétiques à propagation rectiligne, tandis que les radiogoniographes, radiocinémographes, atmo radiographes, radiomaximographes donnent des renseignements da

un rayon considérable atteignant quelques milliers de kilomètres. Les deux procédés de repérage des perturbations proches et lointaines: *radiométéorologie* et *radar* peuvent donc se compléter l'un l'autre, mais ne se suppléent pas.

En résumé, la radiométéorologie donne des informations à grande distance:

a) sur la *position* de beaucoup de *fronts froids*, sur la *position* des lignes de *grains orageuses*, sur la *position* des *orages* de toutes sortes;

b) en une certaine mesure sur *l'origine géographique des masses d'air en circulation*, dans un rayon de quelques centaines à 1000 ou 2000 kilomètres (air polaire, tropical, continental);

c) décèle par le phénomène de la zone de silence *l'existence de fronts chauds* ou autres élévations de température, soit la transition des masses d'air convectionnelles aux masses d'air stratifiées.

Depuis plusieurs années on reporte chaque jour à Zurich sur la carte météorologique circumpolaire les azimuts des atmosphériques suisses, ceux transmis par Brest, Bordeaux et Rabat et les positions géographiques des foyers de la triangulation anglaise. Ce travail a révélé de nombreuses différences, difficiles à expliquer.

Des phénomènes insoupçonnés semblent intervenir, indépendamment des questions de transmission et de codification.

L'analyse d'une seule journée demande parfois plusieurs heures de travail. En règle générale, pour les mois d'hiver et du printemps, on constate que les recoupements dans les quadrants NW–N et N–NE sont très rares et souvent indéfinissables avec sécurité. Alors que Zurich enregistre presque en permanence des directions dans le quadrant SE, il y en a là notablement moins pour les postes français. Les portées semblent varier dans de larges proportions selon les orthodromes considérés. Parfois Zurich donne une dizaine de foyers transmettant parallèlement pendant plusieurs heures consécutives dans les directions 90° par 180° à 270°, alors que les dépêches «Atmos» de Brest et Bordeaux n'indiquent aux mêmes instants que 3 foyers, cependant que Dunstable ne repère que de rares points en une seule direction. Les bons recoupements de Zurich, Brest, Bordeaux se produisent presque essentiellement dans les quadrants SW et W. Mais quelques fois aussi dans ces quadrants Bordeaux et Brest ne se coupent pas, tandis qu'il y a recoupement entre l'un et l'autre de ces postes et celui de Zurich. L'intersection tombe alors assez rarement sur les points repérés par la triangulation anglaise. Il semble acquis que le district alpin est notablement plus riche en parasites, que la région européenne de l'Atlantique, probablement parce que Zurich est moins éloigné des nombreux foyers de la Méditerranée et de l'Adriatique, que les postes français et anglais.

En résumé, la question de l'utilisation des recoupements de plusieurs radiogoniographes aux bases de 500 à 1000 km comme c'est le cas pour le réseau de Dunstable-Brest-Bordeaux-Zurich est compliquée. Il faudra à notre avis une période relativement longue d'observations pour arriver à une utilisation rationnelle et rapide des résultats servant à l'analyse

météorologique. C'est finalement la statistique qui apportera la solution définitive du problème.

Le système actuel est certainement lié à plusieurs questions techniques: seuil de sensibilité des appareils qui détermine la portée, longueur d'onde qui influe sur le type d'atmosphérique capté, etc. Le taux d'ionisation de la couche E de l'ionosphère, la conductibilité du sol pour les ondes directes qui varie selon l'azimut, jouent un rôle important aussi.

L'idéal serait d'équiper les observatoires d'appareils rigoureusement identiques pour écarter d'emblée les problèmes litigieux, inhérents aux circuits de haute fréquence des amplificateurs. Cette solution est d'ailleurs en voie d'aboutissement pour les bases Suisse-Espagne-Belgique-Italie, où les radiogoniographes à secteur étroit sont identiques en tous points, ainsi que pour les six stations de la République Argentine, s'étalant des régions subtropicales aux régions polaires australes. Ajoutons, que les États-Unis ont également acquis plusieurs appareils du même type ainsi que les Indes, dont les résultats seront techniquement comparables aux nôtres.

En bref, les résultats acquis posent actuellement encore un grand nombre de problèmes pour l'énumération desquels, à l'instigation des délégations anglaise et française, l'URSI a donné l'aperçu suivant:

1. Sources de parasites atmosphériques, leur localisation géographique et leurs groupements individuels.

2. Localisation des parasites individuels, par la méthode CRDF (Cathoderay direction finding), radar, etc.

3. Nature physique et caractéristiques des décharges: décharges lumineuses, foudre, éclair, décharges entre les nuages, autres types de décharges.

4. Caractéristiques générales des sources de parasites: degré d'activité, variations dans le temps, diurne, nocturne, saisonnière, variation avec la position géographique.

5. Relations avec l'activité orageuse.

6. Nature primaire des perturbations atmosphériques à la source (foyer), soit situation météorologique et relation avec la forme des ondes hertziennes captées.

7. Energie du spectre hertzien à la source.

8. Application pratique à l'exploitation de la radiotélégraphie et à la météorologie synoptique.

9. Étude physique des orages, leur distribution mondiale, fréquence dans le temps et intensité. Représentation synoptique nationale et à l'échelle mondiale.

10. Application directe à la prévision du temps et pour d'autres usages.

Rappelons finalement à cette place, que près de 30 années d'observations nous ont prouvé définitivement que la meilleure fréquence à utiliser pour les corrélations radiométéorologiques est celle trouvée au hasard lors des premiers enregistrements parallèles franco-suisses, soit 27 kc/s (11000 m).

Il est clair que nous n'avons traité dans cette Note qu'un aspect de l'emploi des parasites dits troposphériques. Les bruits galactiques ou solaires s'enregistrent sur des ondes métriques (3 à 5 m) et les effets de réfraction et réflection sur les couches de la basse atmosphère nécessitent l'emploi d'ondes centimétriques (radar).

6. Formation des opérateurs et organisation d'un réseau radiométéorologique.

La radiométéorologie est au même titre que la météorologie synoptique une science compliquée, qui nécessite une assez longue préparation et des aptitudes en radiophysique, particulièrement dans le problème de la propagation des ondes électromagnétiques et des influences géosolaires. Sans ces connaissances élémentaires on n'en saurait tirer parti pour la prévision du temps.

De nombreuses règles de corrélation sont trouvées entre les phénomènes météorologiques et les parasites: zone parasitaire active du front froid, zone de silence du front chaud, position géographique des foyers déterminée par les phénomènes crépusculaires, effet de l'onde de sol et de l'onde réfléchie par l'ionosphère, etc.

Il est souhaitable que les services météorologiques envisageant la création de stations radiométéorologiques avec les sus-dits appareils, engagent les forces complètes d'un prévisionniste, au moins, s'ils veulent profiter des enregistrements pour l'analyse des cartes.

Exemple: Le réseau radiométéorologique de la République Argentine.

Nous avons rappelé plus haut que le vaste réseau argentin est dû à l'initiative du Président de la Commission Régionale III de l'OMI, le Directeur-général Galmarini. Comme il a été donné à l'auteur de tracer les bases générales de cette triangulation, et que de nombreux points intéresseront peut-être d'autres contrées peu habitées de l'hémisphère sud, nous reproduisons ici un résumé du rapport préliminaire rédigé à l'intension du gouvernement argentin.

a) Partie radiométéorologique.

Le Conseil d'études créé à Buenos-Aires par le Directeur-général Galmarini décida que les six postes radiométéorologiques commandés en Suisse seraient groupés en deux triangles: le premier avec les sommets Buenos-Aires, Corrientes, Cordoba pour le nord du pays, et le second Bariloche, Comodoro Rivadavia, Rio Gallegos, pour le sud, fig. 2. Cette solution est très ingénieuse, conforme aux résolutions internationales, quant à la portée diurne des parasites atmosphériques. Une seule base dépasse 800 km, ce qui est extrêmement favorable pour le repérage de tous les types de perturbations radioélectriques intéressant l'Argentine émanant des régions météorologiquement indéfinissables de l'ouest (Pacifique), de l'est (Atlantique) et du sud (région polaire).

Il n'y a aucun moyen d'information sur le Pacifique et l'Atlantique sud, où baigne l'Amérique latine, car la navigation maritime y est très peu dense. On peut dire que le réseau en création sera le plus beau du monde, car il

s'étend des régions sub-tropicales aux régions polaires, et est équipé d'appareils et de méthodes identiques, ce qui n'est pas le cas en Europe, ni aux États-Unis.

Le problème de l'emplacement des postes radiométéorologiques est dominé par celui des types de temps. Il a donc fallu d'abord se rendre compte du degré d'activité électrique des grands courants aériens intéressant l'Argentine, de la portée de leurs foyers de parasites, et, finalement de la nature des masses d'air en circulation et leurs transitions, pour appliquer les lois connues de la zone active et de la zone de silence.

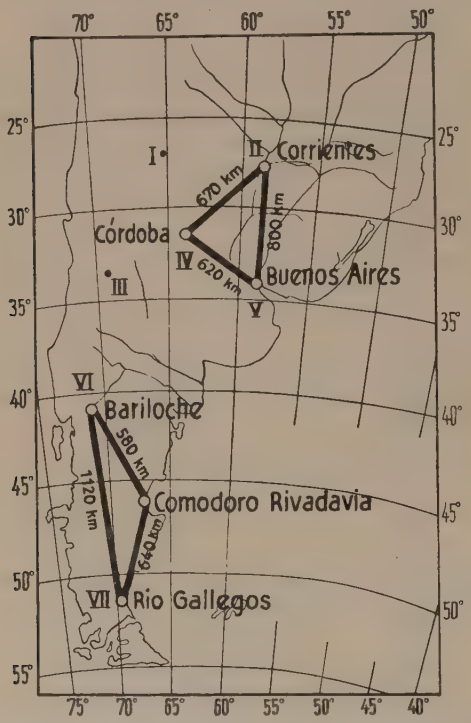


Fig. 2. Le réseau radiométéorologique de l'Argentine. Centrales météorologiques régionales: I Tucuman, II Corrientes, III Mendoza, IV Cordoba, V Buenos-Aires, VI Bariloche, VII Rio Gallegos.

Pour des prévisions de 24 heures en une province donnée, il est nécessaire, en principe, de sonder les masses d'air convergeant vers celles-ci dans un rayon d'au moins 3000 km. Cela n'est possible que de nuit, si l'activité électrique de ces masses est suffisante, car à ce moment la portée de leurs parasites peut atteindre 10000 km ou plus. Par contre de jour, on ne saurait raisonnablement calculer avec une portée excédant 1500 km, sur la fréquence de 27 km/sec ($\lambda = 11000$ m), de nos enregistreurs. C'est en partie ce critère qui nous a inspiré la position des deux triangles. Ajoutons que nous avons cherché à composer des triangles équilatéraux, pour améliorer les recoupements. Toutefois, la configuration du pays ne nous a pas permis de respecter cette règle, pour le triangle du sud.

Les phénomènes hydrométéorologiques de la circulation atmosphérique générale en Amérique latine ressemblent peu à ceux de l'Atlantique Nord et de l'Europe. Les résultats que nous avons obtenus pour la diagnose radiométéorologique européenne, disons pour la définition du radio-climat de l'hémisphère nord, doivent notablement différer dans l'hémisphère sud.

Cependant, la différence ne doit pas être telle, que les deux lois fondamentales du front froid, radioélectriquement actif et du front chaud, radioélectriquement muet, ne s'y reconnaissent pas. Quoique le front chaud type, à l'image de Bjerknes, ne saurait exister en Argentine et dans les pays limitrophes du Chili, Paraguay, Bolivie, Uruguay, l'absence des parasites décèlera là, par des températures suffisantes, l'absence de troubles hydrométéorologiques.

En Argentine, on doit beaucoup plus travailler avec les anticyclones qu'en Europe centrale. Ils se déplacent souvent rapidement et entraînent des

perturbations marginales importantes, n'appartenant pas toujours à des types cycloniques. Ces images diffèrent donc beaucoup au point de vue analyse radiosynoptique, des cartes de l'hémisphère nord. Cet examen amène à penser que notre procédé ne donnera des résultats favorables pendant toute l'année, qu'à partir de la latitude de 45 degrés (milieu de la Patagonie), vers le nord. En fait, ce sont la Pampas et le Chaco qui sont les régions les plus importantes pour la prévision du temps intéressant l'agriculture.

Le poste méridional de Rio Gallegos, près du détroit de Magellan, n'a qu'une température moyenne annuelle de 5,4°. Il n'enregistrera que peu de parasites locaux pendant les mois de l'hiver austral. Néanmoins, nous l'avons maintenu, pensant qu'à cette époque de l'année les masses d'air circulant entre le 50e degré et le 45e degré, sur le Pacifique, seraient quand même douées d'une certaine activité radioélectrique et par conséquent repérables. En résumé, il est probable que le triangle du sud pourra travailler seul 9 mois sur 12.

Dans ses grandes lignes le climat radiométéorologique de l'Argentine peut-être rattaché à six types de circulation, solidaires de trois trajectoires: le *courant du sud-ouest* (air polaire), entrant par la Terre de Feu et balayant tout le pays pour sortir par le Brésil, le *courant du nord-est* (air tropical) descendant du Brésil vers le centre de l'Argentine, finalement le *courant d'est* poussant par dessus la Cordillère des Andes les masses d'air polaire maritime du Pacifique, pouvant atteindre la côte de l'Atlantique.

Ces courants, bien entendu, entrent fréquemment en contact, créant toutes sortes d'individus isobariques aux formes relativement simples. La cyclogénèse continentale est particulièrement importante sur la ligne de confrontation des courants SW et NE, dans le milieu de la Patagonie. Le courant du SW est souvent frontogénique, dès la latitude de Comodoro Rivadavia.

En bref, le triangle du sud doit surveiller l'avance de l'air polaire en direction Sud-Nord, et celui du Nord la progression de l'air tropical brésilien, vers le Sud. La synchronisation des deux triangles permettra un repérage précis des masses localisées entre eux, au centre de l'Argentine, qui est la partie la plus critique au point de vue cyclogénèse et frontogénèse.

Nous pensons donc que la distribution géographique des 6 postes du réseau répond aux meilleures conditions, pour l'analyse synoptique.

b) Partie technique.

Les installations. Dans un pays étendu, aux multiples climats: subtropical, polaire, steppique et désertique, aux communications longues et difficiles, l'organisation d'un réseau radiométéorologique pose une quantité de problèmes dont nous ignorons l'ampleur dans nos contrées populeuses de l'Europe ou des États-Unis d'Amérique.

Le service météorologique argentin est très bien organisé. Il comporte un plan d'extension judicieusement établi et partiellement réalisé. Le pays a été divisé en sept districts possédant chacun sa centrale météorologique, la direction générale étant à Buenos-Aires.

Les centres sont: I. Tucuman pour le nord, entre la Bolivie et le 27e degré; II. Corrientes pour le Chaco, du nord-est aux frontières du Brésil et du Paraguay; III. Mendoza pour la frontière du Chili, le long des Andes centrales; IV. Cordoba pour le centre de l'Argentine; V. Buenos-Aires pour la Pampas, de l'Uruguay au début de la Patagonie; VI. San Carlos de Bariloche entre les Andes et l'Atlantique, du 36e au 43e degré; VII. Rio Gallegos pour la Patagonie du sud et la Terre de Feu.

Les installations sont l'objet des postulats suivants, sommairement commentés ci-dessous:

Adaptation au réseau existant. Plusieurs des centres nommés possèdent déjà de beaux observatoires, richement dotés d'instruments météorologiques et de personnel qualifié s'occupant de météorologie synoptique, climatologie et agrométéorologie.

A Buenos-Aires, Cordoba et Mendoza travaillent des fonctionnaires scientifiques ayant plusieurs années d'expérience en prévision du temps. Il y a donc intérêt à placer nos installations dans ces centres, ou au moins dans leur très proche voisinage, cela pour des raisons économiques, de communications et surtout pour que les prévisionnistes aient constamment l'œil sur les enregistreurs. Une installation de triangulation seule, placée quelque part en Argentine, loin des centrales, ne servirait pas à grand'chose pour l'analyse radiométéorologique du temps; les cartes synoptiques et les diagrammes de parasites forment un tout inséparable, dans nos méthodes de diagnose.

Problème humain. Lorsqu'on crée un observatoire où doivent vivre en permanence des gens de culture académique, il ne faut pas négliger le côté humain. Si l'on met cet observatoire dans le désert, il y a bien des chances que le personnel y soit malheureux et change fréquemment. Pensons aux inconvénients d'une alimentation difficile et coûteuse, et aux familles qui doivent se séparer de leurs enfants pour les envoyer à l'école. Il est préférable d'ériger les postes permanents dans des contrées bien habitées.

Accès, eau. On ne saurait imaginer un poste radiométéorologique complet, avec sa permanence de 2 ou 3 personnes sans proximité immédiate d'eau potable et d'une route carrossable. Dans la province de Corrientes, par exemple, les chemins sont parfois impraticables. En période pluvieuse, leur sable savonneux fait patiner même une jeep, et vous pouvez être isolé de tout pendant plusieurs jours. Pensons aussi au climat malsain de l'extrême nord-est, ou de l'extrême sud, là, où d'effroyables tempêtes de neige bloquent la station pendant longtemps. On cherchera à mettre les postes près des aéroports, pour bénéficier des transports aériens, très bien organisés en Argentine. Les types de constructions seront adaptés aux conditions climatiques, ce qui n'est pas toujours facile à combiner; le transport de certains matériaux est extrêmement coûteux.

Energie électrique. Là où il n'y a pas de réseau électrique, on installera un groupe électrogène dont l'alimentation doit être assurée avec la sécurité qui s'impose. Dans plusieurs des petites cités visitées le courant électrique est irrégulier, d'où l'obligation de travailler avec des accumulateurs en tampon, ce qui nécessite une surveillance spéciale. Il a fallu également attirer l'attention de nos collègues sur la prise de terre, particulièrement dans les régions désertiques et sèches.

Perturbations électriques; interférences. Il est clair qu'on éloignera les installations de toutes sources de parasites industriels, comme il en existe malheureusement beaucoup, dans certains réseaux construits économiquement. Par ailleurs, les postes TSF peuvent contrarier les plans; l'Argentine en possède un grand nombre pour l'aéronautique, la marine, les PTT, l'automobile-club, etc. Chaque agglomération de quelques milliers d'habitants a son propre émetteur de radio-diffusion.

Il est paradoxal de constater que dans cet immense pays nos installations sont rendues difficiles par tant d'antennes de transmission. Nous devons donc nous en éloigner à plusieurs longueurs d'ondes de distance, pour éviter des interférences et nous placer parfois hors de la ville, ce qui complique

l'exploitation. Pour la même raison les aéroports, nombreux et bien organisés, sont inaptes malgré les avantages pratiques qu'on en aurait tirés.

Conditions orographiques. Un radiogoniographe ne doit évidemment pas être posé dans une vallée, ni sur un haut sommet, ou sur le versant de la Cordillère des Andes. Il est nécessaire de tenir compte de la hauteur angulaire du tour d'horizon. Des compromis ont pu être trouvés à Bariloche, au pied des Andes. Ailleurs, le tour d'horizon est favorable.

Liaisons TSF et PTT. Chaque triangle doit être rigoureusement synchronisé. Les diagrammes seront dépouillés selon les besoins, plusieurs fois par jour. Les sommets seront donc reliés entre eux par TSF, ou par une ligne des PTT, avec les priorités de transmission nécessaires, ce qui donnera lieu à de longs pourparlers. Notons que des transmetteurs sont en construction, pour doter chaque centrale. Leur portée doit dans certains cas dépasser 3000 km. Ces appareils, bien entendu, ne sauraient contrarier les nôtres, d'où se posent des problèmes techniques de décentralisation locale des enregistreurs et des communications.

Chaque triangle aura sa centrale de dépouillement; Buenos-Aires pour le triangle du nord, et Bariloche pour celui du sud. Ces centrales doivent pouvoir s'interroger plusieurs fois par jour pour utiliser toutes les données des deux triangles.

Les codes européens « atmos » et « sferics » seront revisés et adaptés à un échange ultra-rapide. On pense d'ailleurs installer bientôt dans le service météorologique argentin des fac-similés, ce qui assurerait également les moyens d'échange.

7. Les codes de transmission des parasites atmosphériques et le dépouillement des enregistrements.

Le code de transmission de la triangulation anglaise « Sferics » est publié dans le manuel des codes internationaux, fascicule I, publication 9 A, Les messages synoptiques du temps, OMI 1946, page 206.

Ce code donne l'heure, la latitude et longitude des foyers et une information sur leur intensité et étendue. Il transmet aussi bien que possible les recoupements de parasites individuels observés à l'œil sur les oscilloscopes cathodiques des 4 postes synchronisés téléphoniquement de Grande-Bretagne. Les messages contiennent donc des mesures sporadiques, qui reportées sur la carte sont des points isolés, alignés le long d'un même ou de plusieurs orthodromes ou groupés en colonies dans des régions orageuses où les décharges sont dispersées sur une certaine étendue.

Le code de transmission français « Atmos » pour les radiogoniographes à secteur étroit a été distribué par l'ONM: Notice provisoire d'exploitation de l'ONM., fascicule III, pièce 3, deuxième édition, Nr. 22 453/E/Rés., du 16 juin 1945. Il est différent du code anglais et ne transmet que l'azimut des foyers, leur début et leur fin, en donnant une indication sommaire de leur intensité. C'est un code télégraphique cherchant à faire la description graphique des diagrammes pendant leur durée d'enregistrement de 24 heures.

Ce système de transmission, qui dépend donc du type d'appareil utilisé, présente des avantages par rapport aux mesures sporadiques, puisque l'usagé reçoit, en fait, la description totale et continue de l'ensemble des parasites enregistrés dans un tour d'horizon complet de 360°.

Ce code est adopté provisoirement par la Suisse, qui possède un radiogoniographe à secteur étroit, analogue à ceux que nous avions créés en Pologne en 1932–1936, mais où notre triangulation ne donnait de bons résultats qu'avec une transmission télégraphique plus complète. Les expériences acquises en Pologne nous furent utiles pendant la guerre, où la description coordinatographique des transmissions internes suisses fut toujours complétée par un commentaire en texte clair sur la largeur relative des foyers, sur leur intensité, sur la densité des colonies de points dans les divers domaines angulaires, si ces points se transforment en petits traits en cas d'orages proches, etc.

Il est en effet fréquent que plusieurs foyers se superposent sur le diagramme. Ces surcharges de traits forts estampillant les colonies fines des foyers très lointains sont remarquablement visibles sur les diagrammes suisses et permettent immédiatement de discriminer dans une même direction des orages échelonnés à des distances fort différentes les unes des autres, par exemple 5000 km, 500 km, et 200 km. Le code « Atmos » n'autorise pas cette distinction. En ce sens, un code plus compliqué mais plus long à diffuser devra être envisagé pour la transmission des enregistrements des radiogoniographes suisses, qui jouissent d'une grande élasticité de fonctionnement.

Notons aussi que les dépêches internes suisses comprenaient pendant la guerre des renseignements très approximatifs sur la distance des foyers, obtenue d'un seul poste avec le radiomaximographe. Cet appareil est particulièrement apte aux usages pratiques en météorologie synoptique, car il révèle la présence de zones orageuses proches de la station, entre 100 et 250 km ou entre 500 et 1000 km, ou à une très grande distance. Ces 3 échelons de distance sont presque toujours suffisants pour la prévision du temps à 24 heures d'échéance.

En résumé, le problème des codes est essentiellement solidaire du système d'appareil utilisé. Dans l'état actuel du réseau européen la transmission en codes « Atmos » et « Sferics » est insuffisante pour l'utilisation pratique des parasites en météorologie dynamique.

Toutefois ces messages sont extrêmement utiles pour une étude scientifique des parasites atmosphériques européens, appliqués à la prévision du temps, à condition de s'entendre sur la valeur des méthodes instrumentales diverses utilisées, sur leur étalon de comparaison, et sur leur synchronisation dans le temps et l'espace.

8. Conclusion.

Trente années de recherches en radiométéorologie appliquée à la prévision du temps, faites en marge de biens d'autres devoirs professionnels incitent l'auteur à déclarer que cette belle science pose, aujourd'hui encore, d'innombrables problèmes, mais qu'il y a lieu d'être optimiste.

Un jour viendra, où le prévisionniste donnera toute confiance aux parasites atmosphériques. Il aurait fallu pouvoir ne faire que de la radiométéorologie pendant une vie: trop peu, hélas, sont ceux qui s'y attachent.

551.594.71

Die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit kurzer Radiowellen*.

Von

J. Fuchs, Wien.

Zusammenfassung. Die richtige Reduktion der auf kurzen Wellen beobachteten und durch ihre heutige hohe Genauigkeit geophysikalisch sehr bedeutungsvoll gewordenen Zeitsignale erfordert die Kenntnis der Laufzeit der Wellen zwischen Sender und Empfänger. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß sich sämtliche beobachteten Laufzeiten einschließlich jener der Erdumlaufszeichen durch eine Theorie darstellen lassen, in der die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{eff} eine Funktion des Einfallswinkels und der scheinbaren Reflexionshöhe ist; dabei dominiert der Einfluß des ersteren. (Zu den Einfallswinkeln 30°, 20°, 10° und 0° gehören folgende v_{eff}-Werte: 246000 km/s, 268000 km/s, 281000 km/s und 290500 km/s.)

In der Arbeit werden auch die Grundlagen von praktischen Methoden zur Laufzeitberechnung für alle Entfernungen und Ionisationsverhältnisse an Hand der Grenzfrequenz-Weltkarten entwickelt und für die Berechnung der scheinbaren Reflexionshöhe ein neues Verfahren empfohlen.

Summary. Proper correction of time signal observations on short wavelengths which, on account of their present high accuracy, have become very important for geophysical research can be carried out only if the travelling time of the waves between transmitter and receiver is known. The present paper shows that all such observations, including those of signals travelling around the earth, can be represented by a theory assuming the effective propagation velocity v_{eff} to be a function of the angle of incidence and of the apparent height of reflection, the angle of incidence being predominant. (The v_{eff} values corresponding to the angles of incidence: 30°, 20°, 10°, 0° are respectively: 246000 km/s, 268000 km/s, 281000 km/s, 290500 km/s.)

The principles of practical methods of calculating the velocity v_{eff} for any distances and conditions of ionisation are discussed by the aid of world maps of critical frequencies. A new method of calculating the apparent height of reflection is suggested.

Résumé. La correction de distance des signaux horaires émis sur ondes courtes et dont l'importance en géophysique est actuellement très grande

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

exige la connaissance de la vitesse de propagation des ondes entre l'émetteur et le récepteur. On montre ici qu'il est possible de donner une théorie complète de cette propagation, y compris le cas du parcours circum-terrestre, et d'après laquelle la vitesse effective est une fonction de l'angle d'indicence et de la hauteur apparente de réflexion; l'angle d'incidence est prédominant. Aux angles de 30°, 20°, 10° et 0° correspondent des vitesses effectives de 246000, 268000, 281000 et 290500 km/s respectivement.

On pose également les bases de méthodes pratiques de calcul des vitesses pour toutes les distances et pour toutes les conditions d'ionisation à l'aide des cartes mondiales des fréquences critiques; on propose en outre un procédé nouveau pour le calcul des hauteurs apparentes de réflexion.

A. Einleitung.

Im Wellenbereich von 15 bis 60 m (20 bis 5 Megahertz) werden täglich eine Anzahl für wissenschaftliche Zwecke bestimmter Zeitsignale ausgesendet, deren Korrektionen von etwa 15 bis 20 über die ganze Erde verteilten Sternwarten bestimmt werden. Um den Einfluß der mit der verschieden großen Entfernung verbundenen Laufzeitunterschiede eliminieren und die von diesen Sternwarten gewonnenen Korrekturen untereinander vergleichbar machen zu können, wird durch Anbringung der jeweiligen Laufzeit zwischen Sender und Empfänger die für den *Sendeort* geltende Korrektur des Zeitsignales errechnet.

Für diesen Zweck wurden die Laufzeiten zuerst mit dem Werte der Lichtgeschwindigkeit c berechnet. Unstimmigkeiten, die im Zusammenhang damit auftauchten, ergaben nach eingehenden Untersuchungen zunächst bei sehr langen Wellen (> 10000 m) ganz beträchtlich geringere Werte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Größenordnung von 252000 km/s [*1*], später zeigte sich auch bei den kurzen Wellen eine ähnliche Sachlage.

Von dem der Pariser Sternwarte angeschlossenen Bureau International de l'Heure (B. I. H.) wird nun seit einer Reihe von Jahren im Anschluß an Arbeiten von N. Stoyko [*2*] empfohlen, zur Berechnung der Laufzeit kurzer Wellen eine Geschwindigkeit von 270000 km/s zugrunde zu legen.

Im Dokument Nr. 112 F der Stockholmer Konferenz des Comité Consultatif International des Radiocommunications (1948) hat nun M. Boella daran erinnert, daß die experimentellen Bestimmungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radiowellen sehr stark voneinander abweichen und daß vor allem der vom B. I. H. angenommene Wert wahrscheinlich viel zu klein sein dürfte.

Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, diese Frage zu klären.

B. Experimentelle Grundlagen.

Zunächst möge der Ausdruck „effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit" $= v_{\text{eff}}$ definiert werden. Man versteht darunter den Quotienten aus dem der Messung allein zugänglichen Wert $\frac{d}{t} = v_{\text{eff}}$, wobei d = Großkreisabstand zwischen Sender und Empfänger *auf der Erdoberfläche* und t die

Laufzeit des Signals entlang des Großkreises, jedoch auf einem der Höhe nach beliebigen Wege bedeutet.

a) *Ultrakurzwellen:* Im Jahre 1949 wurde [*3*] das SHORAN-Distanzmeßverfahren zur Messung von v_{eff} herangezogen, und zwar wurden geodätisch ausgemessene Entfernungen bei meist direkter Sicht zwischen 108 bis 590 km verwendet; es ergab sich $v_{\text{eff}} = 299\,792$ km/s.

b) *Kurzwellen:* Hier liegt eine wertvolle Bearbeitung von STOYKO [*2*] vor. Für die Zeit eines Sonnenfleckenmaximums war bei Fortpflanzung über den längeren Großkreisteil eine Geschwindigkeit von 281636 km/s festgestellt worden und entlang des kürzeren Großkreisteiles eine solche von 275726 km/s; während eines Sonnenfleckenminimums waren die entsprechenden Werte 283607 km/s und 272483 km/s.

c) *Erdumlaufszeichen:* Von H. A. HESS [*4*] wurde als Resultat einer sehr großen Zahl von Präzisionsmessungen der Dauer eines vollständigen Radiowellenumlaufes um die Erde die Zeit von $0^s1378 \pm 0^s0002$ angegeben. Unter Zugrundelegung eines mittleren Erdumfanges von 40030 km, ergibt sich daraus $v_{\text{eff}} = 290500$ km/s.

C. Diskussion der Beobachtungen.

a) Direkte Sicht.

Es mögen zuerst die modernen Bestimmungen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum besprochen werden. Man erkennt in ihnen eine Gruppierung um zwei Werte, und zwar

Jahr	Autor	c	Methode
1929	MITTELSTÄDT	299778 ± 20 km/s	Kerrzelle
1933	MICHELSON, PEASE und PEARSON ...	299774 ± 11 „	Rotierender Spiegel im Vakuum
1937	ANDERSON	299771 ± 14 „	Kerrzelle
1940	HÜTTEL	299768 ± 10 „	„
1941	ANDERSON	299776 ± 14 „	„
	Mittel...	299773 km/s	
sowie			
1926	MICHELSON	299796 ± 4 km/s	Rotierender Spiegel
1947	ESSEN	299793 ± 9 „	Ultrakurzwellen-Resonator
1948	BERGSTRAND	299796 ± 2 „	Kerrzelle
1949	—	299792,3 „	Ultrakurzwellen-Ausbreitung
	Mittel...	299 794 km/s	

Ob die Differenz der beiden Mittelwerte reell ist, kann heute noch nicht entschieden werden. Es ist aber durchaus möglich, daß — ein ähnlicher Fall lag bei der Bestimmung der elektrischen Elementarladung nach der Öltröpfchenmethode vor — hier ein verborgenes Wirken der Reduktionskonstanten (z. B. von Luft auf Vakuum) vorliegt, die mit verschiedenem Betrage verwendet wurden.

Die Tatsache nun, daß der Wert nach der rein elektrischen Methode von Essen mit jenem nach dem Shoran-Verfahren zusammenfällt und beide praktisch mit der modernsten optischen Bestimmung von Bergstrand übereinstimmen, lassen es nun sehr wahrscheinlich sein, daß der von jeder physikalischen Beeinflussung freie Wert (d. h. direkte Sicht, keine Beugungseffekte, keine Ionisierung des Mediums, Vakuum) der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radiowellen und Lichtwellen sich nicht viel von 299794 km/s unterscheiden wird. Bei der Radiowellenausbreitung wird dieser Wert insbesondere dort verwendet werden können, wo zwischen zwei Orten direkte Sicht besteht und die Strecke im Vakuum verläuft, sowie überall dort, wo sich diese Strecke zumindest in stark verdünnter und (für die betreffende Wellenlänge) gleichzeitig vernachlässigbar ionisierter Luft befindet.

b) Gekrümmte Erdoberfläche.

Ist keine direkte Sicht vorhanden, wie dies z. B. auf der gekrümmten Erdoberfläche der Fall ist, so ist die Reichweite der Radiowellen begrenzt, da sie bloß eine beschränkte Beugungsfähigkeit aufweisen und der größte Teil sich daher — einer geradlinigen Ausbreitung folgend — vom Erdboden ablösen und sich im darüber befindlichen Luftraum (und darüber hinaus eventuell in den Weltraum) ausbreiten wird. Die größte Beugungsfähigkeit haben die — hier nicht näher zu behandelnden — Längstwellen; aber selbst die stärksten Sendestationen auf z. B. 20 km Wellenlänge brächten es auf diese Weise nur auf etwa 4000 bis 5000 km Reichweite.

Die Verwendung von Radiowellen zur Nachrichtenübertragung auf *größere* Entfernung ist aber bei kurzen wie bei sehr langen Wellen deshalb möglich, weil die solare Ultraviolettstrahlung die Erdatmosphäre in großen Höhen stark ionisiert (= Erzeugung der Ionosphäre). Die Ionosphäre vermag zweckmäßig in ihrer Frequenz ausgewählte Radiowellen, die vom Erdboden kommen, nicht nur vom Austreten in den Weltraum abzuhalten, sondern sie meist auch mit einem ausgezeichneten Wirkungsgrad *innerhalb* rund 4000 km (= Sprungweite D) wieder zur Erdoberfläche zu reflektieren, so daß sie dort gut hörbar werden.

Die Überbrückung *größerer* Entfernungen als 4000 km gelingt dadurch, daß, anschließend an eine solche Reflexion aus der Ionosphäre, nun der *Erdboden* seinerseits als Reflektor zu wirken beginnt, der die elektromagnetischen Wellen neuerdings zur Ionosphäre hinaufschickt, worauf von dort wieder eine Reflexion zum Boden erfolgt usw. Den Radiowellen wird es also in Form mehrfacher großer Sprünge, d. h. durch wiederholte Reflexionen zwischen Ionosphäre und Erdboden möglich, trotz prinzipiell geradliniger Ausbreitung und geringer Beugungsfähigkeit der starken Erdkrümmung mit gutem Wirkungsgrad zu folgen. Voraussetzung für derartige mehrfache Zick-Zack-Reflexionen zwischen Ionosphäre und Erdboden ist eine günstige Größe des Einfallswinkels ψ am Erdboden (bezogen auf den Horizont) bzw. des Einfallswinkels φ in die

Ionosphäre (bezogen auf die Vertikale). Denn nur bei optimalen Werten dieser Winkel — die oft sehr raschen Änderungen unterliegen — erfolgen diese mehrfachen Reflexionen mit einem Minimum an gleichzeitiger geometrischer Abschattung durch die Erdoberfläche oder eine andere ionosphärische Region bzw. mit einem Minimum an Absorption gelegentlich des Reflexionsvorganges an der Ionosphäre bzw. am Erdboden.

D. Die Erdumlaufszeichen.

Die größten Anforderungen an ein optimales Zusammentreffen vieler Umstände werden beim Umlauf eines Radiosignals um die Erde gestellt.

In mehreren Veröffentlichungen ist die Vermutung ausgesprochen worden, daß die Fortpflanzung dieser Erdumlaufszeichen längs eines Großkreis-Dämmerungsgürtels erfolgen müsse. Eine genauere Betrachtung läßt aber zeigen, daß der Ausbreitungsgroßkreis sogar *häufiger* durch ausgesprochene Tag- oder Nachtgebiete als längs Dämmerungsgürteln führt.

Zur Feststellung jener Bedingungen, die für das Entstehen von Erdumlaufszeichen nötig sind, wurden daher die hauptsächlichsten Ausbreitungswege auf Weltkarten (des Jahres 1947) der vertikalen ionosphärischen Grenzfrequenzen (f_m) untersucht und hierbei folgendes festgestellt: *Erdumlaufszeichen breiten sich praktisch nur auf jenen Großkreisen aus, entlang denen die Grenzfrequenz (1947 war es eine solche von 9 Megahertz) an keiner Stelle um mehr als $\pm$ 4 MHz (= Megahertz) schwankt.* Die möglichste Kleinheit des Schwankungsbetrages ist hierbei die dominierende Bedingung, da sonst bei einer stärkeren negativen Abweichung an irgendeiner Stelle des Großkreises ein Durchstoßen der reflektierenden Region, und bei einer solchen nach positiven Werten eine Absorption in darunterliegenden ionosphärischen Regionen eintreten kann; in beiden Fällen verschwindet dann das Phänomen.

Aus dieser Grundforderung ergibt sich automatisch, daß die Ionisation auf der Tagstrecke nicht zu hoch, auf der Nachtstrecke aber auch nicht zu klein werden darf. *Erdumlaufszeichen ziehen daher zur Zeit der Solstitien nur über solche Gebiete hinweg, die auf der einen Großkreishälfte Wintertag haben und auf der anderen Seite des Großkreises der Sommernacht angehören.* Im Januar zählen zu diesem Typus um 8^h und 20^h W. Z. die Umläufe auf den Strecken Europa—Südamerika—Neuseeland—Japan—Sibirien—Europa und um 2^h bzw. 14^h W. Z. Europa—Nordamerika—Mexiko—Neuseeland—Indischer Ozean—Arabien—Europa. Die Grenzfrequenz schwankt bei diesen Umlaufsarten (die man als „Nordost—Südwest-Umläufe" bezeichnen könnte und die ihre höchsten Breiten bei 60 bis 65° erreichen) auf der ganzen Strecke zwischen 6 und 12 MHz.

Einen anderen Typus stellen die „Nord—Süd-Umläufe" dar, die richtige Dämmerungsechos sind und zu den Äquinoktien auftreten. Z. B. gehören die im März gegen 19^h30^m Ortszeit auf der die beiden Polargebiete durchkreuzenden Strecke Australien—China—Arktis—New York—Buenos-Aires—Antarktis hörbaren Umlaufszeichen diesem Typus an. Die Grenzfrequenzen schwanken entlang dieser Strecke auch stärker, und zwar zwischen $5^1/_2$ und $13^1/_2$ MHz. Soweit die Beschreibung des Phänomens.

E. Der Einfallswinkel von Erdumlaufszeichen.

Zunächst ist die Größe des Einfallswinkels ψ zu klären. Nach den Messungen von H. A. Hess [4] nimmt die Feldstärke eines Erdumlaufszeichens nach jedem weiteren Erdumlauf auf $^1/_3$ ab. Dies ist bei einer Strecke von 40000 km so außerordentlich wenig, daß ein absorbierender Einfluß des Erdbodens gelegentlich von Reflexionen an ihm praktisch überhaupt nicht berücksichtigt werden braucht.

Es ist sogar darauf hinzuweisen, *daß ein Erdumlaufszeichen den Boden gar nicht berühren muß.* Der absorbierende Einfluß des Erdbodens ist nämlich bereits in einer Höhe von wenigen Wellenlängen über dem Erdboden nicht mehr vorhanden. Streift also ein von der Ionosphäre reflektiertes Signal die Erdoberfläche tangential, so wird z. B. bei $22^1/_2$ m-Wellen jener Teil der vertikalen Komponente der Wellenfront (und damit alle von ihm herrührende Feldstärke), der in Höhen $\geqq 50$ m vorüberzieht, unbeeinflußt sich wieder von der Erdoberfläche entfernen und zum nächsten ionosphärischen Reflexionspunkt gelangen können; für eine Rechnung können wir in diesem Falle den Einfallswinkel $\psi = 0°$ annehmen. (Theoretisch wären diese Strahlenbahnen mit den später anzuführenden Gleichungen dadurch zu beherrschen, daß bei ihnen der Erdradius R einfach um 50 m vergrößert eingesetzt wird; eine scharfe Rechnung müßte dann lediglich noch den Einfluß der normalen Refraktion und der geringen Beugung in der Troposphäre berücksichtigen, was aber derzeit jenseits jeder messenden Erfaßbarkeit liegt.) Wir am Erdboden hören die Erdumlaufszeichen dann durch die bei jeder Reflexion an der Ionosphäre unverhinderbar entstehende Streustrahlung, zumal hier nur ein geringes Ausmaß derselben, nämlich eine Winkelabweichung in der Größenordnung von 10″ nötig wäre; eine solche ist aber durch die nachgewiesene Unebenheit der reflektierenden Niveaus sichergestellt.

Wir können also für unsere weiteren Betrachtungen voraussetzen, daß jene Radiowellen, die als Erdumlaufszeichen hörbar werden, solche sind, die von einer Reflexionsstelle an der Ionosphäre zur nächsten dadurch gelangen, daß sie die Erde in jenen (an sich geringen) Höhen streifend passieren, in denen der Erdboden keinen absorbierenden Einfluß mehr ausüben kann.

Es ist deshalb streng erlaubt, den Einfallswinkel ψ von Erdumlaufszeichen $= 0°$ zu setzen.

F. Höhe der reflektierenden Region und äquivalente Sendefrequenz.

Um nun die beobachtete Umlaufszeit von 0,1378 s verstehen zu können, ist es vorher nötig, sich über die repräsentativen Werte einiger Größen klar zu werden, um die quantitativen Verhältnisse rechnerisch nachher leichter beherrschen zu können.

Die *Höhe des unteren Randes*, d. h. der eigentliche Beginn der reflektierenden Region möge mit h_0 bezeichnet werden. Die Tatsache, daß die Erdumlaufszeichen sich nur über Wintertag- und Sommernacht-Gebiete

ausbreiten, erleichtert die Identifizierung der dabei beteiligten Regionen, da für die dabei verwendeten kurzen Wellenlängen nur die winterliche F_2-Region ($h_0 = 220$ km) und die nächtliche F-Region ($h_0 = 290$ km) reflexionsfähig sind. Für h_0 werden wir daher den Mittelwert von 255 km in die Rechnungen einsetzen.

Als repräsentative *Wellenlänge* für das Band von 15 bis 30 m, in dem Erdumlaufszeichen beobachtet werden, sei der Mittelwert von $22^1/_2$ m ($f = 13{,}3$ MHz) gewählt. Die Welle fällt horizontal ein; da die Formeln für vertikalen Einfall in die Ionosphäre einfacher gebaut sind, ist eine Umrechnung dieser Horizontal-Frequenz f_h in die äquivalente Frequenz f_v für vertikalen Einfall mittels

$$f_v = f_h \sqrt{\frac{2\,h_m}{R}} \tag{1}$$

nötig (h_m = Höhe des Niveaus maximaler Ionisierung; hier zu $h_0 + W = 255 + 107 = 362$ km angenommen. R = Erdradius = 6371 km). Damit erhält die bezüglich aller Reflexionsvorgänge äquivalente Frequenz f_v den Wert von 4,4 MHz.

G. Berechnung der scheinbaren Reflexionshöhe.

Um die Weglänge der Erdumlaufszeichen im Raume zwischen der Ionosphäre und dem Erdboden ableiten und die Laufzeit daraus berechnen zu können, ist es nötig, die sogenannte „scheinbare Höhe" h', in der die Reflexion erfolgt, zu bestimmen. Bekanntlich erfolgt die Fortpflanzung der Energie elektromagnetischer Wellen in einem ionisierten Medium mit der Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = c \cdot n, \tag{2}$$

wobei n den Brechungsindex des jeweiligen ionosphärischen Niveaus darstellt. Da nun n (vom Werte = 1 in der Höhe h_0) kontinuierlich nach oben hin abnimmt, und zwar bei senkrechter Einstrahlung ($\psi = 90°$) gemäß

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{q^2}{\pi\, m\, f_v} \cdot N_m \cdot e^{\frac{1+z-e^z}{2}}\right)} \tag{3}$$

(q = Elektronenladung, $e = 2{,}718\ldots$, m = Elektronenmasse, f_v = äquivalente Sendefrequenz, N_m = maximale Elektronenkonzentration der ionisierten Region in der Höhe h_m, z = Abstand eines beliebigen anderen Niveaus von h_m, gemessen nach unten mit positivem Vorzeichen und in Einheiten der „Höhe der homogenen Atmosphäre" $H = \frac{k\,T}{m\,g}$, wobei k = Boltzmann-Konstante, T = absolute Temperatur, m = Teilchenmasse und g = Schwerebeschleunigung bedeutet), so müssen die mit der Höhe variierenden Geschwindigkeiten v_g von h_0 bis zur jeweiligen wahren Reflexionshöhe h integriert werden, um die Laufzeit t der Welle während ihres Aufenthaltes in der Ionosphäre berechnen zu können. Durch Einführung des Begriffes „scheinbare Reflexionshöhe" h' — die

sich sehr einfach errechnen läßt, wenn man ein fiktives Signal annimmt, das sich während der Laufzeit t mit der Geschwindigkeit c fortpflanzt — gelangt man dann zu sehr einfachen geometrischen Beziehungen, mit denen alle Ausbreitungsvorgänge leicht berechnet werden können.

Im nachstehenden sei die verwendete Methode der Berechnung der scheinbaren Reflexionshöhe kurz skizziert: Unter Zugrundelegung der Gl. (3) gelingt eine Integration der aufeinanderfolgenden v_g-Werte nicht in einfacher Weise, weshalb sich die meisten Autoren [5] mit einer Annäherung begnügten, in dem sie in der Nähe von h_m (d. h. bei $z \approx 0$) einen parabolischen Verlauf von N mit der Höhe annehmen. Die Integration gelingt damit in einfacher Weise. Zunächst ergibt sich die wahre relative Höhe A zu

$$A = \frac{M}{W} = 1 - \sqrt{1 - \alpha^2}. \tag{4}$$

Hierin bedeuten: W = Abstand in km vom unteren Rand h_0 zum Niveau h_m; M = Abstand in km eines beliebigen Niveaus h von h_0.

Die parabolische Annahme besteht nun darin, daß in (4) die Größe

$$\left(\frac{f_v}{f_m}\right)^2 = \alpha^2 \tag{5}$$

gesetzt wird. f_m ist die vertikale Grenzfrequenz.

Damit ist eine physikalisch sinnvolle Auswertung von Ionosphärenbeobachtungen aber leider nur im kleinen Bereich $A = \frac{3}{4}$ bis 1 möglich, weil bei Werten unter $\frac{3}{4}$ der Fehler zu groß würde. Dies muß man besonders aus dem Grunde bedenken, weil die Laufzeit der Erdumlaufzeichen jetzt schon auf vier Ziffern verläßlich bekannt ist und diese Genauigkeit nach Möglichkeit ausgenützt werden soll.

Eine Vergrößerung des Gültigkeitsbereiches ist nun — ohne eine schwierigere Integration in Kauf nehmen zu müssen — dadurch möglich, daß man für α eine andere Funktion

$$\left(\frac{f_v}{f_m}\right)^2 = \frac{\alpha^2 + \alpha^4}{2} \tag{5a}$$

einführt, mit deren Hilfe nun im ganzen Bereich $A = 0{,}14$ bis $1{,}0$ der Fehler unter 1% bleibt. Die letztere Gleichung tritt also jetzt an Stelle von (5). Sie erlaubt aus den Beobachtungswerten f_v und f_m einen wesentlich genaueren α-Wert zu berechnen.

Die Integration [5] liefert nun für die relative scheinbare Höhe A' den Ausdruck

$$A' = \frac{M'}{W} = \frac{\alpha}{2{,}15} \ln \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha}, \tag{6}$$

der aber hier nicht nur durch Einführung von (5a) richtigere Resultate liefert, sondern sich von [5] auch durch den Faktor $\frac{1}{2{,}15}$ unterscheidet. Letzterer bedeutet nämlich, daß der praktische Beginn h_0 der ionisierten

Region hier $2{,}15 \times H$ unter dem Niveau von h_m angenommen wird. Dieser Wert ist auf Änderungen sehr empfindlich und darf um keine Einheit der letzten Stelle geändert werden, will man den Fehler im Bereich $A = 0{,}14$ bis 1,0 unter 1% halten.

Tabelle 1 gibt nun zu den aus Ionosphärenmessungen (Durchdrehaufnahmen) oder von anderswo stammenden f_v- und f_m-Werten mit dem Argument $\frac{f_v}{f_m}$ unmittelbar die strengen Werte von A und A'. Sofern eindeutige Beobachtungen vorliegen — die nicht durch den Einfluß tiefer liegender Regionen verfälscht sind —, können nunmehr daraus, wie später gezeigt wird, absolute wahre aus absoluten scheinbaren Höhen (h und h') abgeleitet werden. Bei der umgekehrten Umwandlung können aus letzteren auch die Laufzeiten ermittelt werden.

Tabelle 1.

$\frac{f_v}{f_m}$	A'	A	$\frac{f_v}{f_m}$	A'	A
0,40	0,26	0,14	0,82	1,09	0,51
0,50	0,40	0,20	0,84	1,16	0,54
0,567	0,500	0,27	0,86	1,24	0,57
0,60	0,56	0,28	0,88	1,34	0,60
0,70	0,76	0,38	0,90	1,44	0,64
0,72	0,81	0,40	0,910	1,500	0,66
0,74	0,86	0,42	0,92	1,56	0,68
0,76	0,91	0,44	0,94	1,72	0,72
0,791	1,000	0,48	0,965	2,000	0,78
0,80	1,03	0,49	0,99	2,62	0,88

Schließlich ist noch eine Kenntnis der Größe W nötig, d. i. die Dicke der Region vom unteren Rand h_0 bis zur Höhe h_m des Niveaus maximaler Elektronenkonzentration. Sie ist aus Durchdrehaufnahmen unter Zuhilfenahme der Tabelle 1 sofort $\left(W = \frac{\Delta h'}{\Delta A'}\right)$ ableitbar. Eine diesbezügliche Untersuchung (die später veröffentlicht wird) ergab im Mittel für die tagsüber auftretende F_2-Region und die nächtliche F-Region Werte bei $W =$ ca. 107 km. Dies steht in recht guter größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit Untersuchungen von E. V. Appleton, H. G. Booker und S. L. Seaton u. a., so daß dieser Wert hier zugrunde gelegt werden soll.

Damit sind die Grundlagen geschaffen, um nun die scheinbaren Reflexionshöhen h' direkt bestimmen zu können. In Tabelle 2 ist die Gewinnung der A'-Werte fortschreitend in den Kolonnen 1 bis 5 für das Erdumlaufszeichen im Jänner um 14^h W. Z. durchgeführt. In Kolonne 3 sind die aus den Grenzfrequenz-Weltkarten entnommenen f_m-Werte, die in Abständen von 4000 km über den auf dem Großkreis liegenden Gebieten (Kolonne 1) herrschen, angeführt. Die äquivalente Sendefrequenz f_v ist 4,4 MHz.

Tabelle 2.

Geographisches Gebiet	Ortszeit	f_m (MHz)	$\frac{f_v}{f_m}$	A'
New York	9^h	9	0,49	0,38
Mexiko	7^h	8	0,55	0,48
Paumotu-Inseln	6^h	7	0,63	0,61
Südpazifik	4^h	6	0,73	0,83
Neuseeland	1^h	7	0,63	0,61
—	21^h	9	0,49	0,38
Indischer Ozean	19^h	11	0,40	0,26
Aden	18^h	10	0,44	0,31
Türkei	16^h	9	0,49	0,38
Irland	12^h	9	0,49	0,38
			A'-Mittel =	0,46

H. Berechnung von v_{eff} für Erdumlaufszeichen.

Der obige A'-Mittelwert in die Gleichung für die scheinbare Höhe

$$h' = h_0 + A' W \tag{7}$$

eingesetzt, liefert jetzt eine mittlere scheinbare Höhe $h' = 255 + (0{,}46 \times \times 107) = 304$ km.

Daraus ergibt sich nun bei $\psi = 0°$ der Zentriwinkel ϑ am Erdmittelpunkt für 1 Sprung nach

$$\cos \frac{\vartheta}{2} = \frac{R}{R + h'} \tag{8}$$

und darnach die auf den Erdboden bezogene Sprungweite D in km durch $\vartheta° \times 111{,}195$ km. Das Ziel unserer Rechnung, die scheinbare Weglänge D' *eines* Sprunges in der Zick-Zack-Bahn zwischen Ionosphäre und Erdboden, liefert bei $\psi = 0°$

$$D' = 2\, R \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}. \tag{9}$$

Somit ergibt sich die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Erdumlaufszeichens aus der hier dargelegten Theorie zu

$$v_{\text{eff}} = \frac{D}{D'} \cdot c = \frac{3860{,}1}{3982{,}4} \cdot 299794 = \mathbf{290580}\ \text{km/s},$$

d. h. also praktisch übereinstimmend mit der in Absatz B. c) erwähnten experimentellen Bestimmung.

Der D-Wert (= durch *einen* Sprung überbrückte Strecke, am Erdboden gemessen) sagt ferner aus, daß die Fortpflanzung rund um die Erde in zehn Sprüngen erfolgt.

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung zeigt demnach, daß 1. bei einem Erdumlaufszeichen die Annahme eines streng tangentialen Vorüberganges an der Erdoberfläche gerechtfertigt ist und 2. die Berücksichtigung der Gruppengeschwindigkeit während des Re-

flexionsvorganges in der F- bzw. F_2-Region die beobachteten Laufzeiten richtig wiedergibt.

Selbstverständlich sind die oben abgeleiteten Zahlen nur repräsentative Mittelwerte, die entsprechend der variablen Intensität der solaren Ultravioletttstrahlung von Tag zu Tag schwanken werden. Nach H. A. Hess streuen die Laufzeiten zwischen 0^s1376 und 0^s1380. Dies entspricht Schwankungen des über die ganze Zick-Zack-Bahn gemittelten Wertes von h' zwischen 290 und 320 km und von $v_{\text{eff}} = 290900$ bis 290100 km/s.

Aber auch die stärkeren Schwankungen von f_m im Verlaufe der Sonnenfleckenperiode bleiben für die Entstehung von Erdumläufen von untergeordneter Bedeutung; es werden sich dann bloß die für das Phänomen optimalen Wellenlängen ändern, Erdumlaufszeichen werden auf der einen Wellengruppe verschwinden und dafür auf einer anderen hörbar werden.

I. Die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit über Entfernungen zwischen 28000 und 1000 km.

Für die längere Großkreisstrecke Südamerika—Paris hat Stoyko einen Wert $v_{\text{eff}} = 281636$ km/s abgeleitet. Für diese Strecke möge nun der mittlere Einfallswinkel sowie die Anzahl der Sprünge abgeleitet werden. Der Mittelwert für h_0 errechnet sich durch den Umstand, daß 26% der Strecke Tag und der Rest Nacht hat, aus $(0{,}26 \times 220) + (0{,}74 \times 290) = 273$ km. Nach den Grenzfrequenzkarten des Januar 1947 sind folgende f_m-Werte auf der Strecke Südamerika—Neuseeland—China—Sibirien—Paris äquidistant vorhanden: 7, $6^1/_2$, $6^1/_2$, 7, 8, 9, 7, 7, 8, 9 MHz. Da ψ jetzt einen von 0° verschiedenen Wert hat, muß die äquivalente Sendefrequenz nach der Gleichung

$$f_v = f \sqrt{1 - \left(\cos\psi \frac{R}{R+h}\right)^2} \tag{10}$$

unter Einsetzung eines vorläufigen Wertes für ψ, der ja noch unbekannt ist, ermittelt werden. Daraus wurde nach dem schon beschriebenen Vorgang der Mittelwert von A' und anschließend jener von $h' = 412$ km abgeleitet. Das Gleichungssystem

$$\sin\varphi = \frac{R}{R+h'} \cos\psi, \tag{11}$$

$$\frac{\vartheta}{2} = 90° - (\psi + \varphi), \tag{12}$$

$$D' = 2\,(R + h') \sin\frac{\vartheta}{2} \sec\psi, \tag{13}$$

$$D = \vartheta° \times 111{,}195 \text{ km}, \tag{14}$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{D}{D'} \times c \tag{15}$$

wird sodann indirekt durch mehrere Annahmen über ψ aufgelöst und liefert den beobachteten v_{eff}-Wert bei einem Einfallswinkel $\psi = 7°8$; die Strecke wird in rund zehn Sprüngen überbrückt.

Einen weiteren ψ-Wert liefert die kürzere Großkreisstrecke Südamerika—Atlantik—Paris, für die Stoyko $v_{\text{eff}} = 275726$ km/s bestimmte. Die f_v und f_m-Werte liefern ein $h' = 296$ km und daraus erhält man über das obige Gleichungssystem $\psi = 16°3$; die Strecke wird in sieben Sprüngen überbrückt.

Die numerische Rechnung wird etwas einfacher, sobald die ψ-Werte gemessen sind und v_{eff} berechnet werden soll. Solche Messungen liegen für die Strecke Klippheuvel (Südafrika)—London [6] vor. Abstand $d = 9700$ km. Im Sommer wurde auf der Frequenz 18,9 MHz tagsüber $\psi = 13°$, im Winter $\psi = 10°$ gemessen. Bei einem mittleren f_v-Wert von 6,9 MHz und einer Grenzfrequenzverteilung in der Richtung Südafrika—London im Juni von 11, $12^1/_2$, 14, 11, 9 MHz und im Januar von 13, 15, 14, 13 und $10^1/_2$ MHz, gibt dies Mittelwerte von $h' = 384$ bzw. 368 km. Die Gl. (11) bis (15) liefern nun für Juni $v_{\text{eff}} = 277200$ km/s und für Januar $v_{\text{eff}} = 280700$ km/s. Die Entfernung benötigte vier Sprünge.

Eine nächstkleinere Entfernung lassen die Messungen von T. L. Eckersley [7] behandeln, der mit der Wellenlänge von 22 m mehrere ψ-Messungen zwischen England und USA ($d = 5500$ km) durchführte. Mit dem von ihm angegebenen $h' = 340$ km ergeben sich die in Tabelle 3 angeführten v_{eff}-Werte.

Schließlich möge noch ein fiktives Beispiel für eine Entfernung von 1000 km durchgerechnet werden. Bei 10 MHz Sendefrequenz und $f_m = 8{,}5$ MHz (Sommertag) ergibt sich $\psi = 39°1$, $f_v = 6{,}76$ MHz, $h_0 = 350$ km, $h' = 457$ km und schließlich $v_{\text{eff}} = 217000$ km/s.

J. Diskussion der Resultate.

Tabelle 3 stellt die für die verschiedensten Ausbreitungsfälle vorkommenden effektiven Geschwindigkeiten kurzer Radiowellen zwischen 15 und 30 m zusammen.

Tabelle 3.

m = Anzahl der Sprünge bzw. Ionosphären-Reflexionen auf der Strecke d. ψ = Einfallswinkel. d = Entfernung Sender – Empfänger. v_{eff} = effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Nähere Umstände	Zeit	d (km)	m	ψ	v_{eff} (km/s)
Ultrakurzwellen	—	Direkte Sicht	—	—	299794
Erdumlaufszeichen	—	40000	10	0°	290500
Südamerika–China–Europa	Nacht	28000	10	7°8	281636
Südamerika–Atlantik–Europa	Tag	12000	7	16°3	275726
Südafrika–Europa	Wintertag	9700	4	10°	280700
„ „	Sommertag	9700	4	13°	277200
England–USA	Tag	5500	3	16°8	272900
„ „	„	5500	4	21°6	265900
„ „	„	5500	5	29°5	247500
Kurzstrecke	„	1000	1	39°1	217000

Aus ihr ist zunächst die allgemeine Tendenz zu ersehen, daß v_{eff} mit zunehmender Entfernung größer wird. Ein strenger Zusammenhang darf jedoch nicht erwartet werden, da der eigentliche Grund dafür der mit der Entfernung abnehmende Wert des optimalen Einfallswinkels ψ ist; dadurch wird die Zahl der Reflexionen (Sprünge), die zur Überbrückung großer Entfernungen notwendig sind, jeweils so klein als möglich gehalten und damit auch die Absorptionsmöglichkeit während des Reflexionsvorganges, die mit der Zahl der Reflexionen unverhinderbar ansteigt.

Tabelle 4.

ψ	v_{eff} (km/s)
0°	290500
7°8	281636
10°	280700
13°	277200
16°3	275726
16°8	272900
21°6	265900
29°5	247500
39°1	217000

Die dominierende Rolle des Einfallswinkels erkennt man sofort, wenn man die Werte der Tabelle 3 nach der Größe von ψ ordnet, wie dies in Tabelle 4 geschieht. Die funktionale Abhängigkeit ist hier fast streng vorhanden, da die Schwankungen von h', die darauf noch Einfluß nehmen, sich — wie man aus Gl. (16) ersieht — nur in geringem Maß auswirken können.

Der Vorzug dieser Tabelle ist, daß — mit Ausnahme des letzten Falles — zumindest einer der beiden gegenüberstehenden Werte beobachtet wurde. Der Zusammenhang aller Werte ist so zufriedenstellend — insbesondere dadurch, daß auch der letzte, rein theoretische Wert sich sehr gut einordnen läßt —, daß die in dieser Arbeit entwickelte Theorie und die Methode ihrer praktischen Verwertung nun wohl alle vorkommenden praktischen Fälle erfassen läßt und darüber hinaus auch von heuristischem Werte werden dürfte.

Die rechnerische Ermittlung der effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeit ist demnach durch eine der folgenden Gleichungen möglich:

$$v_{\text{eff}} = \frac{D}{D'} \cdot c$$

$$= \frac{d}{m\,D'} \cdot c$$

$$= \frac{d}{m \sin \frac{\vartheta}{2}} \cdot \frac{\cos \psi}{2\,(R + h')}\, c. \tag{16}$$

Was nun speziell den vom B. I. H. zur Homogenisierung der Zeitsignal-Korrekturen vorgeschlagenen Wert von 270000 km/s betrifft, so wird er für Einfallswinkel von etwa 19°, die erfahrungsgemäß im Durchschnitt bei Entfernungen zwischen 8000 und 4000 km auftreten, eine strenge Berücksichtigung der Laufzeit geben. Für Präzisions-Zeitmessungen, bei denen Fehler von $\pm$ 3 Millisekunden bereits unerwünscht sind, wären andernfalls die genauen Werte nach (16) unter Berücksichtigung von h' und ψ zu berechnen.

Literaturverzeichnis.

1. Lambert, H. A.: C. R. Acad. Sci. **186**, 686 (1928).
2. Stoyko, N.: C. R. Acad. Sci. **212**, 784 (1941).
3. Nature (London) 22. Okt. 1949.
4. Hess, H. A.: Z. Naturforschg. **1**, 499 (1946); Proc. Inst. Rad. Eng. **36**, 981 (1948).
5. Försterling, K. und H. Lassen: Zschr. f. Hochfrequenztechnik **42**, 158 (1933). — Appleton, E. V.: Proc. Roy. Soc. London (A) **162**, 451 (1937). – Booker, H. G. und S. L. Seaton: Phys. Rev. **57**, 87 (1940).
6. National Physical Laboratory, Teddington: Report for 1935.
7. Eckersley, T. L.: Journal I. E. E. **67**, 992 (1929).

551.577.21: 551.577.35

(Institut de Physique du Globe, Paris.)

Étude sur la pluie, se rapportant à la Terre entière ou à de grandes étendues*.

Par

Ch. Maurain.

Résumé. On étudie la variabilité de la moyenne annuelle de la pluie sur l'ensemble du Globe; on trouve qu'elle est faible; on en conclut diverses remarques relatives à l'action éventuelle de causes cosmiques ou générales sur les pluies. On étudie ensuite la variabilité de la moyenne annuelle de la pluie sur un pays (la France).

Zusammenfassung. Es wird die Veränderlichkeit der mittleren Jahresmenge des Niederschlags für die Erdkugel als Ganzes untersucht und als klein befunden; es werden daraus verschiedene Schlüsse gezogen, die sich auf die mögliche Auswirkung kosmischer oder allgemeiner Ursachen auf den Niederschlag beziehen. Schließlich wird die Veränderlichkeit der mittleren Jahresmenge des Regens über ein Land (Frankreich) geprüft.

Abstract. The variability of the annual average of rainfall on the globe is examined, it is found to be small. From this result different conclusions are drawn which relate to possible effects of cosmic or general causes on precipitation. Finally the variability of the annual average of rainfall on France is examined.

I. La pluie présente, suivant les années, en un point ou dans une petite région, de très fortes variations; ces variations sont différentes suivant les régions, même à de faibles distances; il y a intérêt, en beaucoup de problèmes, à considérer les hauteurs moyennes se rapportant à des ensembles plus ou moins étendus. On donne ci-dessous deux exemples, se rapportant l'un à la Terre entière, l'autre à un pays de faible étendue.

II. J'ai choisi 64 stations réparties sur l'ensemble du Globe de manière que leur nombre dans un continent donné fut sensiblement proportionnel à la surface de ce continent. Naturellement, les moyennes des hauteurs annuelles de pluie pour ces 64 stations ne représentent pas avec précision les hauteurs moyennes sur le Globe, puisque les océans,

* Dédié à M. le prof. H. Benndorf à l'occasion de son 80ème anniversaire.

pour lesquels une enquête comparable serait difficile, sont laissés de côté: cependant, elles donnent une évaluation intéressante, fondée sur des nombres précis.

Les données relatives aux hauteurs de pluie pour les dix années 1931—1940 ont été empruntées presque complètement à une publication de la Smithsonian Institution (H. H. CLAYTON and F. J. CLAYTON, World weather Records 1931—1940. Publ. 3803, 1947, Smithsonian Institution, Washington). Les moyennes des hauteurs annuelles de pluie pour ces 64 stations sont, en millimètres:

1931	1932	1933	1934	1935	1936	1937	1938	1939	1940
991	950	947	970	958	946	967	968	969	938

Parmi ces valeurs la plus forte (991) est en excès sur la moyenne générale (960), de 3,2%, et la plus faible (938) est en défaut de 2,3%. Ainsi la hauteur moyenne annuelle de pluie pour l'ensemble du Globe a peu varié au cours de ces dix années.

On peut rattacher à cette faible variabilité quelques remarques Par exemple, l'activité solaire a passé en 1937 par un maximum très accentué (valeur dite du Nombre des taches: 114,4, d'après W. BRUNNER), et en 1933 par un minimum (Nombre des taches, 5,5): or les hauteurs de pluie du Tableau ci-dessus ne présentent pas de variation en rapport avec celle de l'activité solaire; si cette activité intervient dans le régime des pluies, l'action doit être faible, et ne peut être décelée que par des études étendues et délicates.

On a signalé, à des époques antérieures à la période étudiée ici, des affaiblissements assez notables de la radiation solaire, attribués à la suspension prolongée dans l'atmosphère de poussières provenant de puissantes éruptions volcaniques; il est probable que ce déficit de la radiation solaire en a entraîné un de l'évaporation, et par suite des pluies, et il serait intéressant d'en rechercher la trace par une enquête analogue à celle-ci. De manière générale, ce sont des enquêtes de ce genre, portant, éventuellement, sur des durées autres que l'année, qui pourraient appuyer ou infirmer diverses causes hypothétiques d'action sur les pluies, par exemple celle qui a été attribuée aux particules provenant de l'explosion de bombes atomiques.

III. En 1938 s'est produite en France une sécheresse exceptionnelle. Je me suis reporté aux hauteurs moyennes de pluie relatives aux différentes parties du Globe, utilisées pour l'enquête précédente, en vue de rechercher comment cette sécheresse (pour l'année) s'est étendue. On trouve que pour l'Europe l'année 1938 a été, comme pour la France, relativement sèche, le déficit de pluie étant 19% par rapport à la moyenne des dix années 1931—1940; mais le Tableau ci-dessus montre que pour la Terre entière l'année 1938 n'a été marquée par aucun déficit: la hauteur moyenne 968 mm., est très voisine de la moyenne 960 des dix années, et même légèrement supérieure. On peut conclure de là que la sécheresse constatée en Europe en 1938 n'a pas eu une cause générale intéressant la Terre entière.

On peut encore remarquer que l'année suivante 1939 a été, en France, exceptionnellement pluvieuse, alors que pour la Terre entière la hauteur de pluie correspondant à 1939, 969 mm., est peu éloignée de la moyenne des dix années.

IV. Les expériences relatives à la pluie artificielle ont montré que, dans certaines conditions, la pluie peut être provoquée. Mais la quantité annuelle totale des pluies étant, sauf cas exceptionnels, sensiblement constante, ne peut être modifiée de manière notable par de telles pratiques, et, si on peut attendre d'heureux effets d'une meilleure répartition des pluies, on doit se résoudre à considérer ce qui est ajouté aux uns comme enlevé à d'autres.

V. Pour évaluer la variabilité de la hauteur moyenne annuelle de la pluie sur l'ensemble de la France, je me suis reporté aux données réunies par Angot dans son travail sur la pluie en France (Annales du Bureau Central météorologique, 1911, I, 109—236). J'ai choisi 10 stations reparties de manière que la moyenne des hauteurs annuelles de pluie dans ces 10 stations pût représenter grossièrement la moyenne générale pour la France entière, et calculé ces moyennes pour les 50 années 1851—1900.

Les écarts les plus grands par rapport à la moyenne générale sont 31,7% pour le plus grand écart par excès et 22,1% pour le plus grand écart par défaut, soit un écart de 53,8% entre les valeurs extrêmes. Les relations entre le régime des pluies et celui de l'énergie hydraulique disponible sur les cours d'eau sont très complexes; on peut cependant s'attendre, d'après les résultats précédents, à des déficits de cette énergie dans l'année dépassant 20% par rapport à la moyenne générale. Revenant aux pluies, on constate que, entre les moyennes portant sur cinq années, pour les stations considérées ci-dessus, il y a encore, dans la période de 50 ans envisagée, un écart de 14,5% entre les valeurs extrêmes de ces moyennes.

551.515.13

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien.)

Über die Verlagerung einzelner abgeschlossener atmosphärischer Wirbel (Kaltlufttropfen) bei ruhender Umgebung*.

Von

H. Reuter.

Zusammenfassung. In letzter Zeit hat C. G. Rossby zwei Arbeiten über die Verlagerung einzelner abgeschlossener Wirbel veröffentlicht. Wegen der Veränderlichkeit des Coriolisparameters mit der geographischen Breite findet eine Verlagerung des Wirbels auch bei vollständiger Symmetrie und bei ruhender Umgebung statt. C. G. Rossby konnte unter diesen Vereinfachungen einen Ausdruck für die Größe der auf den Wirbel wirkenden Kraft ableiten und zeigten, daß die Verlagerung in einer Nordsüdrichtung erfolgen müßte. Im nachfolgenden Artikel wird die Rolle der Reibungskräfte bei der Verlagerung untersucht. Unter der Annahme einer Windänderung mit der Höhe im Sinne der Ekmanspirale ergibt sich eine Abweichung der Bahn des Wirbels von der Nordsüdrichtung nach rechts bis zu einem Winkel von 20°.

Summary. Recently C. G. Rossby has published two papers on the displacement of a solitary atmospheric vortex. Because of the variation of the Coriolisparameter with the latitude a displacement of the vortex takes place even if we assume that the vortex is originally symmetrical and embedded in resting air. C. G. Rossby was able to show that with these simplifications a displacement in a strict north-south direction has to occur. In the following article moreover the role of frictional forces is dealt with. Assuming a variation of the winddirection with height according to the Ekman spiral a deviation of the track of the vortex from the north-south direction to the right up to an angle of 20 degrees can be shown.

Résumé. C. G. Rossby a publié récemment deux travaux sur le déplacement de cyclones isolés et occlus. Par suite de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude géographique, le cyclone se déplace même par symétrie complète et calme à l'extérieur. C. G. Rossby a pu, dans cette hypothèse, exprimer la grandeur de la force agissant sur le cyclone et a montré que le déplacement devait se faire dans une direction Nord-Sud. On a étudié

* Herrn Prof. Dr. H. Benndorf zum 80. Geburtstag gewidmet.

dans le présent article le rôle des forces de frottement dans ce déplacement. En admettant une variation du vent avec l'altitude du type de la spirale d'Ekman, on trouve une déviation de la trajectoire vers la droite par rapport à la direction Nord-Sud, allant jusqu'à 20 degrés.

Einleitung.

In letzter Zeit hat C. G. ROSSBY in zwei Arbeiten ([*1*] und [*2*]) unter gewissen vereinfachenden Annahmen die Verlagerung einzelner abgeschlossener atmosphärischer Wirbel unter dem Einfluß der mit der geographischen Breite veränderlichen Corioliskraft behandelt. Es ergibt sich aus diesen Untersuchungen, daß auf einen solchen Wirbel auch bei vollkommener Symmetrie und bei ruhender Luft in der Umgebung eine in der Nord-Südrichtung wirksame Kraft auftritt, die einen anticyklonalen Wirbel nach Süden, einen zyklonalen nach Norden zu verlagern bestrebt ist. Ein ursprünglich antizyklonaler Wirbel wird aber durch das Zusammensinken der Kaltluft zu einer Vertiefung des „Höhentiefs" d. h. des zyklonalen Wirbels im höheren Niveau führen, so daß einer unten wirksamen südlichen Verlagerung eine nördliche Komponente in der Höhe entgegenwirkt. Dies führt schließlich, wie ROSSBY auseinandersetzt, zu einem Gleichgewichtszustand, der in einer gewissen geographischen Breite erreicht wird, woran sich unter Umständen eine retrograde Nordwärtsverlagerung anschließen kann. Tatsächlich ist dieses Verhalten für die Zugbahnen der abgeschlossenen atmosphärischen Wirbel (Kaltluftropfen oder cold dome) charakteristisch, wie aus einer in der Arbeit von ROSSBY [*2*] wiedergegebenen Analyse von C. C. KOO ersichtlich ist. ROSSBY konnte unter gewissen vereinfachenden Annahmen die Größe der wirksamen Kraft auf den gesamten baroklinen Wirbel ableiten, wobei vorausgesetzt ist, daß der Wirbel ursprünglich in völlig ruhender Umgebung eingelagert ist und eine vollständig symmetrische Gradientwindströmung aufweist. In Wirklichkeit werden diese Voraussetzungen nicht oder nur angenähert erfüllt sein und eine vollkommene Bestätigung der theoretischen Ergebnisse kann nicht erwartet werden. Immerhin zeigt jedoch die Analyse der Zugbahnen dieser Wirbel, daß häufig eine nordsüdliche Komponente vorhanden ist. Die folgende Untersuchung soll einen Beitrag dazu liefern, welche Änderung in der Verlagerung des Wirbels durch Einbeziehung der Reibungskräfte auftreten kann.

Bewegungsgleichungen eines abgeschlossenen Wirbels mit Berücksichtigung der Reibungskräfte.

Wir schreiben die Bewegungsgleichungen für reine horizontale Bewegung in der Form:

$$\begin{aligned} \varrho\,\dot{u} &= \varrho\, f\, v - \frac{\partial p}{\partial x} + \varrho\, K_x \\ \varrho\,\dot{v} &= -\varrho\, f\, u - \frac{\partial p}{\partial y} + \varrho\, K_y. \end{aligned} \tag{1}$$

Dabei sind $\dot{u}$ bzw. $\dot{v}$ die x- bzw. y-Komponente der Beschleunigung, u und v die entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten, p der Druck,

ϱ die (als konstant vorausgesetzte) Dichte und K_x bzw. K_y die x- und y-Komponente der Reibungskräfte. Unter f verstehen wir in der üblichen Weise den Coriolisparameter.

Bezeichnen wir mit u_g bzw. v_g die Komponenten des Gradientwindes, so gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \varrho f v_g - \varrho \dot{u} \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= -\varrho f u_g - \varrho \dot{v} \end{aligned} \tag{2}$$

oder zusammen mit (1):

$$\begin{aligned} \varrho K_x &= \varrho f (v_g - v) \\ \varrho K_y &= -\varrho f (u_g - u). \end{aligned} \tag{3}$$

Man sieht aus (3), daß die Kräfte K_x und K_y nur in Erscheinung treten, wenn die tatsächliche Geschwindigkeit von der Gradientwindrichtung stärker abweicht.

Um nun auf den Fall eines abgeschlossenen Wirbels übergehen zu können, führen wir in bekannter Weise für den Gradientwind eine Stromfunktion ψ ein, so daß

$$\begin{aligned} u_g &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\frac{d\psi}{dr}\frac{y}{r} \\ v_g &= \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{d\psi}{dr}\frac{x}{r} \end{aligned} \tag{4}$$

wird, wobei r der Radiusvektor im Polarkoordinatensystem

$$\begin{aligned} x &= r \cos \vartheta \\ y &= r \sin \vartheta \end{aligned}$$

bedeutet.

Führen wir die Polarkoordinaten auch für die Geschwindigkeitskomponenten u und v ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} u &= v_r \cos \vartheta - v_\vartheta \sin \vartheta \\ v &= v_r \sin \vartheta + v_\vartheta \cos \vartheta, \end{aligned} \tag{5}$$

wenn wir unter v_r die Radial- und unter v_δ die Tangentialgeschwindigkeit verstehen. Bezeichnen wir ferner mit D die Höhe des Gradientwindniveaus und integrieren wir (3) unter der Voraussetzung einer konstanten Dichte vom Boden bis zu diesem Niveau, so erhalten wir mit (4) und (5):

$$\begin{aligned} \varrho \int_0^D K_x \, dz &= \varrho f \frac{d\psi}{dr} \cos \vartheta \cdot D - \varrho f \int_0^D (v_r \sin \vartheta + v_\vartheta \cos \vartheta) \, dz \\ \varrho \int_0^D K_y \, dz &= \varrho f \frac{d\psi}{dr} \sin \vartheta \cdot D + \varrho f \int_0^D (v_r \cos \vartheta - v_\vartheta \sin \vartheta) \, dz. \end{aligned} \tag{6}$$

Wir betrachten nun einen abgeschlossenen symmetrischen Wirbel und wollen die vom Boden bis zum Gradientwindniveau resultierenden Kräfte berechnen. Wir multiplizieren dazu die Gl. (6) mit $dx\,dy = r\,dr\,d\vartheta$ und führen außerdem einen mit der y-Richtung variablen Coriolisparameter entsprechend der Beziehung:

$$f = f_0 + \beta\, r \sin\vartheta \tag{7}$$

ein, wobei eine Variation von β vernachlässigt wird.

Wie man nach einfachen Umformungen feststellt, ergibt sich auf diese Weise, wenn R den Radius des Wirbels bedeutet, folgendes Resultat:

$$\Phi_x = \iint \left(\varrho \int_0^D K_x\, dz\right) dx\, dy = -\varrho\,\beta\,\pi \int_0^R r^2 \left(\int_0^D v_r\, dz\right) dr, \tag{8}$$

$$\Phi_y = \iint \left(\varrho \int_0^D K_y\, dz\right) dx\, dy = \varrho\,\beta\,\pi \int_0^R r^2 D\, \frac{d\psi}{dr}\, dr - \varrho\,\beta\,\pi \int_0^R r^2 \left(\int_0^D v_\vartheta\, dz\right) dr, \tag{8a}$$

da wegen der Symmetrie eine Reihe von Termen bei der Integration wegfallen.

Betrachten wir den ersten Term auf der rechten Seite der Gl. (8a), so zeigt sich eine formale Übereinstimmung mit der von Rossby [2] abgeleiteten auf einen baroklinen symmetrischen Wirbel wirksamen Kraft F_y, wenn wir unter D die Höhe des Wirbels (cold dome) verstehen. In Wirklichkeit wird natürlich das Gradientwindniveau keineswegs mit der Höhe des Wirbels zusammenfallen und wir müssen bei Berechnung der resultierenden Kraft eine weitere Integration vom Gradientwindniveau bis zur Höhe des Wirbels durchführen, wie noch später auseinandergesetzt werden wird.

Wenn die tatsächliche Geschwindigkeit von der Gradientwindrichtung nicht abweicht, also $v_r = 0$ $v_\vartheta = \dfrac{d\psi}{dr}$ ist, verschwinden die Kräfte in Gl. (8) bzw. (8a).

Um nun aus den zunächst willkürlichen Annahmen über die Abweichung der tatsächlichen Windrichtung von der Gradientwindströmung zu einer Abschätzung zu gelangen, wollen wir uns der bekannten geostrophischen Approximation der Ekmanspirale bedienen. In unserem Falle verläuft die Radialgeschwindigkeit in der Richtung des Druckgradienten, die Tangentialgeschwindigkeit senkrecht dazu, und zwar derart, daß sie ein Linkssystem bilden. Diese Annahme für gekrümmte Isobaren stellt eine recht gute Näherung an die tatsächlichen Verhältnisse dar, wie schon Haurwitz [3] und [4] zeigen konnte. Setzen wir für unsere Abschätzung weiter voraus, daß an der Erdoberfläche die Windgeschwindigkeit verschwindet, wie dies bei der geostrophischen Approximation üblich ist (s. dazu Haurwitz [5] oder Koschmieder [6]), so können wir die Geschwindigkeitskomponenten in folgender Form ausdrücken:

$$\begin{aligned} v_r &= \frac{d\psi}{dr}\, e^{-az} \sin a\,z \\ v_\vartheta &= \frac{d\psi}{dr}\,(1 - e^{-az} \cos a\,z) \end{aligned} \qquad a = \frac{\pi}{D}. \tag{9}$$

Wir haben nun die beiden Integrale $\int_0^D v_r\,dz$ und $\int_0^D v_\vartheta\,dz$ zu berechnen und erhalten dafür mit Hilfe bekannter Formeln:

$$\int_0^D v_r\,dz = \frac{D}{2\pi}\frac{d\psi}{dr}(1+e^{-\pi})$$

$$\int_0^D v_\vartheta\,dz = D\frac{d\psi}{dr} - \frac{D}{2\pi}\frac{d\psi}{dr}(1+e^{-\pi}). \tag{10}$$

Dies gibt in (8) bzw. (8a) eingesetzt

$$\Phi_x = -\frac{F_y}{2\pi}(1+e^{-\pi})$$

$$\Phi_y = +\frac{F_y}{2\pi}(1+e^{-\pi}), \tag{11}$$

wenn wir unter

$$F_y = \varrho\,\beta\,\pi\int_0^R r^2\,D\frac{d\psi}{dr}\,dr \tag{12}$$

verstehen. Es sei hier nochmals betont, daß die Größe (12) mit der von ROSSBY abgeleiteten Kraftkomponente zusammenfällt, wenn die Höhe des Gradientwindniveaus mit der Höhe des baroklinen Wirbels zusammenfällt.

Um nun aber die tatsächliche Verlagerung des Wirbels unter dem Einfluß der mit der Breite veränderlichen Corioliskraft und einer von der Gradientwindrichtung abweichenden Windströmung im Sinne unserer Approximation nach einer Ekmanspirale festzustellen, müssen wir die folgenden Integrale berechnen:

$$\begin{aligned}\iiint \varrho\,\dot{u}\,dx\,dy\,dz &= \iiint \varrho\,f\,v\,dx\,dy\,dz = \varrho\,\beta\,\pi\int_0^R r^2\left(\int_0^H v_r\,dz\right)dr\\ \iiint \varrho\,\dot{v}\,dx\,dy\,dz &= -\iiint \varrho\,f\,u\,dx\,dy\,dz = \varrho\,\beta\,\pi\int_0^R r^2\left(\int_0^H v_\vartheta\,dz\right)dr,\end{aligned} \tag{13}$$

da wegen der Symmetrie eine Reihe von Termen bei der Integration wegfallen.

Mit Benützung von (9) und (12) ergibt das nach (10):

$$\iiint \varrho\,\dot{u}\,dx\,dy\,dz = \frac{F_y}{2\pi}(1+e^{-\pi}) + \varrho\,\beta\,\pi\int_0^R r^2\left(\int_D^H v_r\,dz\right)dr$$

$$\iiint \varrho\,\dot{v}\,dx\,dy\,dz = F_y - \frac{F_y}{2\pi}(1+e^{-\pi}) + \varrho\,\beta\,\pi\int_0^R r^2\left(\int_D^H v_\vartheta\,dz\right)dr. \tag{14}$$

Wir haben dabei die Integration vom Boden bis zum Gradientwindniveau und dann von diesem bis zur Höhe des Wirbels H getrennt durchgeführt

unter der Voraussetzung, daß die Höhe des Wirbels über dem Gradientwindniveau liegt. Für den Fall einer Gradientwindströmung ist aber $v_r = 0$ und $v_\vartheta = \frac{d\psi}{dr}$, so daß der zweite Term in der ersten Gleichung (14) verschwindet, während das Integral in der zweiten Gleichung (14) auf der rechten Seite einen bestimmten Wert annimmt. Die Voraussetzung, daß die Höhe des Wirbels (wir wollen hier zunächst einen antizyklonalen Wirbel „cold dome" betrachten) größer als das Gradientwindniveau ist, wird im allgemeinen im Anfangszustand zutreffen. Mit dem Ausbreiten der Kaltluft wird allerdings die Höhe immer mehr zusammenschrumpfen und zu einem gewissen Zeitpunkt der Fall eintreten, daß die beiden Größen annähernd gleich sind. Wenn wir nun diesen Sonderfall, der aber in der Lebensgeschichte des Wirbels zu einem gewissen Zeitpunkt annähernd erreicht wird, betrachten, so können wir zu einer Überschlagsrechnung $e^{-\pi} = 0{,}0432$ gegenüber der Einheit vernachlässigen. Im Falle eines antizyklonalen Wirbels ist $\frac{d\psi}{dr}$ negativ. Wir erhalten mithin in diesem Sonderfall eine Verlagerungsrichtung, die von der Nordsüdrichtung nach Westen hin abweicht, und zwar um einen Winkel, dessen Tangente

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{2\pi - 1}$$

ist. Dies entspricht aber rund einem Winkel von 20°. Für einen zyklonalen Wirbel erhält man entsprechend eine nordöstliche Verlagerungsrichtung.

Zusammenfassend können wir also folgendes Ergebnis unserer Untersuchung feststellen. Ein abgeschlossener antizyklonaler (zyklonaler) Wirbel wird in ruhender Umgebung eine nordsüdliche (südnördliche) Verlagerung zeigen, die jedoch von der Nordsüdrichtung eine Abweichung nach rechts bis zu einem Winkel von etwa 20° aufweist. Dadurch wird der von Rossby abgeleitete Gleichgewichtszustand bereits in einer höheren (niedrigeren) geographischen Breite erreicht werden, als bei einer Berechnung ohne Reibungskräfte sich ergeben würde. Befindet sich die umgebende Luft in Bewegung, so tritt natürlich eine Überlagerung der verschiedenen Bewegungsvorgänge ein, was im Endresultat ein äußerst verwickeltes Bild ergeben kann. Dadurch ist auch eine Überprüfung der hier abgeleiteten Ergebnisse an Hand von Beobachtungsmaterial sehr schwierig. Immerhin zeigt die Analyse von C. C. Koo in Rossbys Arbeit [2], daß in den Verlagerungsrichtungen der antizyklonalen Wirbel vielfach eine Tendenz zu einer südwestlichen Zugbahn vorhanden ist.

Literaturverzeichnis.

1. Rossby, C. G.: On the displacement and intensity changes of atmospheric vortices, J. Marine Res. **7**, 175—187 (1948).
2. — On a mechanism for the release of potential energy in the atmosphere, J. Meteor. **6**, 163 ff. (1949).

3. Haurwitz, B.: On the change of wind with elevation under the influence of viscosity in curved air currents. Gerl. Beitr. Geophys. **45**, 243 (1935).
4. — On the vertical wind distribution in anticyclones, extratropical and tropical cyclones under the influence of eddy viscosity. Gerl. Beitr. Geophys. **47**. 206 (1936).
5. — Dynamic Meteorology. McGraw Hill Book Comp. (New York and London) p. 243 (1941).
6. Koschmieder, H.: Dynamische Meteorologie. Akad. Verl. G. Leipzig 280 (1941).

Buchbesprechungen.

The Thunderstorm. Report of the Thunderstorm Project. Von H. R. Byers und R. R. Braham. Mit 254 Textabb., 49 Tab., IX, 287 S. Washington: U. S. Weather Bureau. 1949. $ 2,25.

Das amerikanische Thunderstorm-Project, diese in einmalig-großzügiger Weise begonnene und in Zusammenarbeit des Weather-Bureau in Washington, der Amerikanischen Luftwaffe, der Marine und des National Advisory Committee for Aeronautics unter Leitung des Department of Meteorology der Universität Chicago durchgeführte Forschungsarbeit zur Erkundung des Gewittergeschehens verdankt seine Entstehung in erster Linie den Bedürfnissen des praktischen Flugverkehrs ziviler und militärischer Art. Ein für seine Durchführung besonders günstiger Umstand bestand darin, daß der Beginn der praktischen Arbeit dieser gegen Ende des vergangenen Krieges für notwendig erkannten und geplanten Forschungsaufgabe etwa mit dem Ende der Kampfhandlungen zusammentraf — ein Umstand — der seine Durchführung auf besonders breiter personeller und sachlicher Basis ermöglichte.

Nach Abschluß der experimentellen Hauptphase des Programms wird mit dem jetzt erschienenen Werk von H. R. Byers and R. R. Braham ein zusammenfassender Schlußbericht vorgelegt. Dieser schöpft, wie die Verfasser einleitend bemerken, das gewonnene Beobachtungsmaterial noch keineswegs voll aus, sondern stellt nur die in die Augen fallenden Resultate heraus und läßt weitere Spezialarbeiten erwarten.

Das Buch hinterläßt beim Leser einen nachhaltigen Eindruck sowohl vom Umfang der geschilderten Untersuchung als auch von dem der mitgeteilten neuen Erkenntnisse über das Gewitter. Im einzelnen gliedert sich die Darstellung wie folgt:

Das Einleitungskapitel gibt einen historischen Überblick über Vorgeschichte, Planung und Organisation des Projektes, über das Meßprogramm, beschreibt Lage, Orographie und Klimatologie der Meßorte (Umgebung von Orlando/Florida und Wilmington/Ohio) und skizziert kurz den äußeren Umfang des Ergebnismaterials. Zur Charakterisierung seines Umfanges mag dienen, daß allein 1363 Meßflüge quer durch Gewitterwolken in Höhen zwischen 1600 und 9000 m durchgeführt wurden.

Der erste Teil (113 S.) bietet eine Beschreibung der Gewittervorgänge und stellt in acht Einzelkapiteln die gewonnenen Ergebnisse geschlossen dar. Es ist unmöglich, in einer kurzen Besprechung den zahlreichen, teils neuen, teils wohl schon vermuteten, aber jetzt durch Beobachtung belegten Einzelheiten auch nur bei reiner Aufzählung gerecht zu werden.

Im ersten Kapitel sind die in dieser Form erstmals bewiesene Zellularstruktur des Gewitters und die Zirkulation innerhalb und in der Umgebung

des Cumulonimbus behandelt. Die Lebensgeschichte einer Gewitter-Einzelzelle zeigt drei deutlich verschiedene Stadien:

1. Das Cumulus-Stadium. In der ganzen Zelle herrscht Aufwind und — vom Rand zur Mitte zunehmende — Temperaturerhöhung.

2. Reife-Stadium, gekennzeichnet durch Starkniederschlag und teils Aufwind, teils (im Niederschlagsteil) Abwind. Die Temperatur ist im Aufwind höher, im Abwind niedriger als außerhalb der Wolke.

3. Stadium des Absterbens (the Dissipating Stage). Es fällt nur mehr schwacher Niederschlag; Aufwind fehlt; die Temperatur ist gleich oder (im unteren Teil) etwas niedriger als die der Umgebung.

Die mittleren Zeitdauern der drei Stadien sind etwa 10 bis 15 Minuten für das erste und je zirka 30 Minuten für das zweite und dritte. Die Zellengröße variiert im Laufe ihrer Entwicklung und von Fall zu Fall und hat im allgemeinen horizontale und vertikale Dimensionen von je mehreren Kilometern. Normalerweise besteht ein Gewitter aus drei oder mehr Einzelzellen mit zeitlich verschiedenem Entwicklungsstadium. Messungen der Temperaturverteilung (horizontal und vertikal) und des Luftaustausches an den Zellengrenzen ergänzen das Bild.

Das zweite Kapitel behandelt die Turbulenz und die Hydrometeore im Inneren des Gewitters. Der allgemeine Begriff „Turbulenz" für die unregelmäßige Horizontal- und Vertikalbewegung der Luft wird in die beiden Begriffe „Draft" und „Gust" aufgespalten. Unter „draft" wird anhaltende, nicht horizontale Strömung über Gewitterzellengröße mit Vertikalkomponenten von mehr als 1 m/s verstanden (Konvektionsströmung). Als „gust" sind unregelmäßige, lokal und zeitlich wechselnde Geschwindigkeitsschwankungen (Wirbel) bezeichnet, die als wirbelartige Gebilde in der allgemeinen Luftströmung schwimmen. Erstere geben ein Bild der Großströmungsverhältnisse im Gewitter, letztere die eigentliche vom Flieger gefürchtete Vertikalböigkeit. Die „draft"-Gebiete haben entsprechend der Zellengröße Horizontal- und Vertikalausdehnungen von 5 bis 6 km. Die häufigsten Vertikalgeschwindigkeiten liegen bei 5 bis 10 m/s (Maxima: im Aufwind 28 m/s, im Abwind 26 m/s). Ihre treibende Kraft sind die infolge feuchtadiabatischen Verhaltens der Wolkenluft entstehenden Temperaturdifferenzen gegenüber der Umgebung, die Dichteunterschiede infolge des Wasserdampfgehaltes und der Mitreißeffekt des fallenden Niederschlages, ihre Bremse die Reibung. Die „gusts" entstehen als Turbulenzkörper an den „draft"-Grenzen und bewegen sich als selbständige Gebilde bis zur Aufzehrung ihrer Energie. Ihre Größe schwankt von einigen cm bis zu etwa 200 m Durchmesser; ihre häufigste Größe liegt bei etwa 50 m; die vertikalen Maximalgeschwindigkeiten können 5 m/s und mehr betragen.

Die Niederschlagsart in verschiedenen Wolkenhöhen bestätigt die Erwartung: Regen kommt in allen Höhen vor, am häufigsten und in heftigster Form in den unteren Teilen. Schnee ist auf die oberen Partien beschränkt. Hagel tritt nur bei besonders hohen „draft"-Geschwindigkeiten in einer Zelle auf.

Mit großer Ausführlichkeit und Sorgfalt ist in Kapitel 3 das Verhalten der meteorologischen Elemente Niederschlag, Wind, Temperatur, Druck und Feuchtigkeit am Erdboden während eines Gewitters behandelt, zur Zellularstruktur und der Zellenbildung im einzelnen in Beziehung gesetzt und ihre prognostische Verwendbarkeit zur Gewitterflug-Beratung diskutiert.

In Kapitel 4 sind die elektrischen Ergebnisse der Gewitterflüge zusammengestellt. Die Feldmessung (durchgeführt mittels zwei Feldmühlen auf Ober-

und Unterseite des Flugzeugrumpfes) war leider durch technische Schwierigkeiten behindert und erbrachte nur Ergebnisse aus den unteren, im Temperaturbereich über 0° liegenden Wolkenteilen. Der bisherige Befund vorherrschend negativer Feldgradienten in diesen Gebieten mit positivem „Simpson-Gebiet" im Niederschlagsbereich wird bestätigt. Der Ladungsaufbau scheint in Übereinstimmung mit der Zellularstruktur des Gewitterinneren ebenfalls zellenartig aufgeteilt zu sein; ein direkter Zusammenhang mit dem „draft"-Charakter besteht nur in schwachem Maße, ein solcher mit dem „gust"-Charakter der Zelle ist nicht erkennbar. Deutlich ist die positive Korrelation der Feldstärke zur Niederschlagsintensität. Als vertikale Feld komponenten werden außerhalb der Wolken in ihrer Nähe Werte von 100 bis 360 V/cm, in den Wolken ohne bzw. mit Regenfall 73 bis 471 bzw. 173 bis 588 V/cm gemessen; in allen drei Fällen kommen positive und negative Werte vor. In starken Regenfällen unterhalb der Wolken (26 Fälle) sind im Mittel Feldstärken von annähernd $\pm$ 500 V/cm vorhanden. Weitere erwähnenswerte Einzelheiten sind die, daß zur Blitzentstehung eine Mindesthöhe der Gewitterzelle von $9^1/_2$ km und eine Mindesttemperatur an ihrer Obergrenze von — 21° erforderlich sind, daß Maximalhöhe der Zelle und Blitzreichtum parallel gehen und daß die größte Blitzhäufigkeit etwas vor der Zeit größter Regendichte am Boden liegt.

Kapitel 5 enthält die Ergebnisse über die Horizontal- und Vertikalerstreckung von Gewitterwolken nach Radar-Beobachtungen (Radar-Typ AN/TPS—10). Da hierbei nur die Niederschlagsteilchen lokalisiert werden, so erscheinen die „Radar-Wolken" kleiner als die „visuellen Wolken". Bei den Gewitterortungen mittels Radars weichen die Höhenangaben für den Wolkengipfel im Mittel um weniger als 200 m vom visuellen Befund ab, während sich die Angaben über die Horizontalausdehnung als wesentlich unsicherer erweisen. Die Horizontalausdehnung eines Gewitters variiert zwischen etwa 50 und 500 km². Mit der Höhe nimmt die Flächenausdehnung rasch ab: In 7 (10) km Höhe beträgt sie im Mittel noch 10 (8)% der Bodenausdehnung.

Das 6. Kapitel ist den Höhenwindverhältnissen gewidmet und gibt — ebenfalls nach Radar-Beobachtungen — Material über Wind-Scherung mit der Höhe und Bewegungen des Gewitters.

Im nächsten Kapitel 7 werden die orographischen und geographischen Einflüsse auf die Gewitterbildung in den beiden Untersuchungsgebieten in Florida und Ohio auf Grund der Häufigkeit von Gewitter-Radar-Reflexionen behandelt. Die große Gewitterhäufigkeit Floridas z. B. hängt mit der Form der Halbinsel und der durch den mittäglichen beiderseitigen Seewind hervorgerufenen Konvergenz zusammen.

Kapitel 8 endlich behandelt nach Radar-Messungen Einzeluntersuchungen über Form, Längen- und Breitenerstreckung sowie Richtungsorientierung von Instabilitätszonen (squall lines) mit Gewittertätigkeit, insbesondere die der Kaltfront bis zu 100 km vorauseilenden Instabilitätserscheinungen.

Im zweiten Teil des Buches (13 S.) werden die Beeinflussungen von Flug, Start und Landung durch die verschiedenen Gewittereigenschaften und Gewittergefahren besprochen und praktische Hinweise für den Flugberater und den Piloten gegeben.

Im dritten Teil (105 S.) sind die ausführlichen Beobachtungsergebnisse für fünf Gewitter und drei Böenlinien wiedergegeben. Für die fünf Gewitterfälle wird mitgeteilt: Synoptische Bodenkarten, Radar-Bilder, Radiosondenergebnisse, Zellularaufbau und Bodenkarten des Spezialbeobachtungsnetzes

in enger zeitlicher Reihenfolge. Für die drei Beispiele von Instabilitätszonen sind synoptische Bodenkarten, Radiosondenaufstiege und Radar-Bildreihen in 15-Minuten-Folge angegeben.

In einem 22 Seiten starken Anhang werden die benutzten Instrumente und Meßmethoden beschrieben. 63 Literaturhinweise auf die wichtigsten vorwiegend amerikanischen Gewitterarbeiten und eine Zusammenstellung von 22 bisherigen Veröffentlichungen über das Thunderstorm-Project ergänzen das Buch.

Das Werk vermittelt in klarer und ansprechender Darstellung ein eindrucksvolles Bild von der ungeheuren Vielgestaltigkeit des Gewittervorganges. Es bietet für jeden, der sich für diese Dinge interessiert, eine Fundgrube neuer Erkenntnisse. In erster Linie wendet es sich an den Meteorologen und zwar in gleicher Weise an den Theoretiker wie an den Praktiker der Flugberatung.

Es erübrigt sich, dem Werk eine recht weite Verbreitung zu wünschen, denn diese wird es sich durch seinen eigenen Wert selbst verschaffen.

H. Israël, Buchau a. F.

Das Gewitter. Ergebnisse und Probleme der modernen Gewitterforschung, mit Originalbeiträgen verschiedener deutscher Forscher, zusammengestellt von H. Israël. („Probleme der kosmischen Physik": Band 25.) 249 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft. 1950.

In der Gewitterforschung hat sich vor zwölf Jahren ein beträchtlicher Wandel angebahnt, als es mit den direkten Sondierungen in Gewittern durch Simpson, Scrase und Robinson zum ersten Male gelang, über den Gewittervorgang an Ort und Stelle Beobachtungen zu sammeln. Früher mußte unter „an Ort und Stelle" ein fester Beobachtungsplatz auf dem Boden verstanden werden, über den das Gewitter hinwegzog und von dem aus die verschiedenen Gewittererscheinungen, besonders die elektrischen, nur in einer kaum weiter analysierbaren Summenwirkung zu beobachten waren. Wollte man die, etwa in den Feldregistrierungen, summiert beobachteten Vorgänge im Gewitter verstehen, so war man auf Hypothesen unter Heranziehung verschiedener, aus der Physik bekannter Elemente — wie der „Wasserfall-Elektrizität" — angewiesen. Dabei konnte bestenfalls ein physikalisch mögliches Gewitter konstruiert werden, doch konnte nicht geprüft werden, ob das wirkliche Wärmegewitter, um das es sich in der reinsten Form gewöhnlich handelt, nach dem angenommenen Schema verläuft.

Die Fortschritte in der Meßtechnik haben es nun in den Sondenaufstiegen der englischen Forscher in Kew und neuerdings in den in ganz großem Maßstab durchgeführten Gewitterflügen des amerikanischen „Thunderstorm-Projects" erlaubt, die theoretisierende Auflösung der beobachteten Summenwirkungen in die einzelnen Komponenten durch die direkte Beobachtung der Teilvorgänge zu ersetzen, wodurch die Gewitterforschung neue Impulse erhalten hat. Gleichzeitig ist aber auch die Wiedervereinigung der rein luftelektrischen Gewitterforschung mit der thermodynamisch arbeitenden Meteorologie erfolgt; es ist jetzt das Ziel der Forschung, nicht nur den Feldaufbau eines Gewitters und die Blitzvorgänge, sondern den Ablauf eines Gewitters als Ganzes zu verstehen.

Dabei kann nicht übersehen werden, daß Thermo- und Hydrodynamik in ihrer speziellen meteorologischen Form zunächst mehr bieten werden als die rein elektrische Arbeitsrichtung, und daß besonders über die elektrischen

Tönungen der Entstehungs- und Umwandlungsvorgänge der Wolken- und Niederschlagselemente gesicherte Kenntnisse, die weitgehend experimentell zu erlangen sind, vorliegen müssen, bevor Ladungsverteilung und Feldaufbau im Gewitter und — vermutlich zuletzt — die Entladungsvorgänge gedeutet werden können.

Dies sind etwa die Anschauungen, die durch das Studium der von H. Israël zusammengestellten Schrift im Leser geweckt werden. Das Buch selbst ist der Niederschlag einer im Jahre 1948 an der von H. Israël geleiteten luftelektrischen Forschungsstelle Buchau am Federsee in Württemberg abgehaltenen Tagung über Gewitterprobleme. Es ist ohne Zweifel richtig gewesen die dort gehaltenen Vorträge nicht einfach aneinander zu reihen, sondern durch eingestreute Abschnitte aus der Feder des Herausgebers zu verbinden; denn die von zwölf verschiedenen Forschern stammenden Arbeiten betreffen so viele verschiedene Aspekte des Gesamtproblems, daß ihr Nebeneinander nur bei sehr eingehendem Studium zu einem Gesamtbild des Standes der Gewitterforschung führen könnte, etwa so wie es oben geschildert worden ist. Trotzdem — und es wird in dem Buche nicht der Versuch gemacht, das zu verschweigen — kann vorläufig auf dem ganzen Forschungsgebiet noch nicht mehr geboten werden als eine Art Disposition, eine Zusammenstellung der verschiedenen Hauptelemente, mit denen gearbeitet werden muß, wobei allerdings einige dieser Elemente zumindest im Rahmen der Gewitterforschung neu sein dürften. Es sei, ohne damit den andern Beiträgen an Bedeutung etwas nehmen zu wollen, gestattet, hier besonders auf den Beitrag über Konvektionsströmungen im Laboratoriumsversuch und in der Erdatmosphäre von H. Siedentopf hinzuweisen, auf die Gewittertheorie von J. Frenkel, die von H. Israël kurz entwickelt wird, sowie auf die von H. W. Kasemir untersuchte Bedeutung der Blitzbahn als langgestrecktem Leiter im Gewitterfeld, woraus sich qualitativ deren weiteres Wachstum übersehen läßt. Diese drei Beiträge zielen darauf ab, die Erscheinungen zunächst in ihrer Größenordnung abzustecken und die wesentlichen Zusammenhänge herauszuarbeiten, ein Verfahren, das sicher am raschesten zum Erfolg führen wird; denn man muß sich darüber klar sein, daß die Gewitterforschung ein Kapitel angewandter Physik ist, bei dem die Grundelemente bekannt und nur die speziellen Kombinationen, die auftreten, neu sind.

Man wird diese Anschauung nicht gelten lassen wollen, wenn man im Aufsatz von F. Rossmann über seine Gewittertheorie erfährt, daß bis jetzt in der Physik nichts bekannt ist über die Pyroelektrizität des Eises, auf dessen Eigenschaften es ja in den Gewitterwolken nach den neueren Kenntnissen ankommt. Wesentlich ist hierbei aber, daß in der Physik gut ausgearbeitete Theorien über die elektrische Polarisation vorliegen, die ohne weiteres für die Gewitterforschung fruchtbar gemacht werden können, wenn sich die pyroelektrische Polarisation des Eises als reell erweist. Es wird so klar, daß die oben genannten Beiträge deshalb besonders produktiv sein werden, weil sie den Zugang zu anderen, besser bekannten Forschungsgebieten öffnen.

Daneben seien jedoch das einführende Übersichtsreferat von R. Mügge über die Meteorologie des Gewitters, der Beitrag von O. Dinkelacker zur Thermodynamik und der Bericht von H. Weickmann über seine Beobachtungen der festen Wolkenelemente hervorgehoben. H. Wichmann gibt eine ausführliche Zusammenfassung seiner schon in einer Monographie veröffentlichten Gewittertheorie, die — ebenso wie jene von Rossmann — von Israël kritisch diskutiert wird; H. Meinhold steuert einen Bericht über

Funkstörungen bei und H. Floihn deckt einen statistisch gesicherten Zusammenhang zwischen solaren Korpuskularausbrüchen und der Gewitterfrequenz auf. Das Kapitel „Neuere Beobachtungsergebnisse" enthält außerdem kleinere Beiträge von E. Huss, J. Küttner und H. Israël, während ausführliche Referate und ein bis Juni 1950 nachgeführtes Literaturverzeichnis das Buch abschliessen.

Es ist kein Zweifel, daß dieses Buch — zusammen mit dem eben erschienenen Bericht von H. R. Byers und R. R. Braham über die Ergebnisse des amerikanischen „Thunderstorm-Projects" — die Grundlagen für die weitere Entwicklung der Gewitterforschung enthält, von der man nur wünschen kann, daß sie die Aufstellung neuer „Gewittertheorien" so lange unterlassen kann, bis dafür ein wirklich tragfähiger Unterbau von Erfahrungstatsachen vorhanden ist.

P. Courvoisier, Davos.

Analysis of Temperature, Pressure and Density of the Atmosphere Extending to Extreme Altitudes. Von G. Grimminger. 149 S. U. S. Air Force Project Rand, The Rand Corporation Santa Monica, California. 1948.

Vor nicht langer Zeit wurde selbst die durch Ozonabsorption erzeugte warme Schicht der Atmosphäre in 50 bis 60 km Höhe von vielen Meteorologen sehr kritisch angesehen. Die Zustandsgrößen der Atmosphäre bis zu 120 km Höhe[1] wurden nun durch die *V2*-Raketen auch auf direktem Wege im wesentlichen bestätigt; aber gerade die jüngste Entwicklung der Raketentechnik macht es nun nötig, unsere Annahmen über Temperatur, Druck und vor allem Dichte bis zur Größenordnung 150 bis 500 km Höhe zu erweitern. Darüber hinaus stellt sich der Verfasser der zu besprechenden Untersuchung die Aufgabe, sich ein Bild zu machen, was nach heutigem Stand unserer Kenntnisse als die vernünftigste Annahme über die Verhältnisse bis zur „Grenze" unserer Atmosphäre anzusehen ist, wobei er sich darüber klar ist, daß es sich für die oberhalb der F_2-Schicht liegenden Bereiche nur um einen ersten Versuch handeln kann.

Den Ausgang bildet mit verhältnismäßiger Sicherheit zunächst die Atmosphäre bis hinauf zur F_2-Schicht. Die grundlegenden Temperaturangaben beruhen auf den Standardwerten des amerikanischen National Advisory Committee for Aeronautics (N. A. C. A.)[2] und auf den Ergebnissen der Ionosphärenforschung, eine Ursache, warum die umfangreichen Tabellen und Figuren nur auf Breite 0° und 45°, nicht aber auch 90° abstellen. Die hohen Temperaturen der stark verdünnten und kaum mehr kontinuierlich zu nennenden hohen Atmosphäre sind lediglich „kinetische Temperaturen", das heißt ein Zahlenwert für die Molekulargeschwindigkeit[3]. Dann haben die extremen Temperaturen nichts Überraschendes, die das Planncksche oder noch einfacher das Wiensche Strahlungsgesetz zur Aufrechterhaltung eines Strahlungsgleichgewichts verlangt, wenn ein Gas sehr kurzwelliges

[1] Vgl. z. B. Penndorf, R., Meteorol. Z. 58, 103 (1941).

[2] Diehl, W. S., Standard Atmosphere-Tables and Data, NACA Technical Report No. 218, 1925 and 1940. — Warfield, C. N., Tentative Tables for the properties of the upper atmosphere, NACA Technical Note No. 1200, January, 1947.

[3] Zenneck, J., Physik der hohen Atmosphäre. Erg. Kosm. Physik III, Leipzig 1938.

Sonnenlicht (vor allem bei Ionisationsvorgängen!) absorbiert. Dissoziation und Ionisation setzen auch das Molekulargewicht herab und werden so auch maßgebend für Druck und Dichte. Es wird beginnende Sauerstoffdissoziation in 83 km und völlige Dissoziation in 120 km angenommen. Stickstoffdissoziation kommt erst weiterhin, im Zusammenhang mit einer zusätzlichen ionisierten G-Schicht, ab 400 km[1] in Frage. Da endlich noch die Schwerebeschleunigung von der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation abhängt, wird angenommen, daß bis zur F_2-Schicht die Atmosphäre mit der Erde als festes Ganzes rotiert. Einen Auszug der Ergebnisse von G. Grimminger gibt unsere Tabelle für Breite 45°. In ihr werden ab 120 km Höhe die Werte für einen molekularen Partikeldurchmesser $2{,}10^{-8}$ cm angegeben.

Von dem sich weit in die Höhe erstreckenden Bereich oberhalb F_2 sind die Informationen sehr spärlich. Hier stützt sich Grimminger auf drei verschiedene Atmosphärenmodelle, die einigermaßen angenäherte Aussagen ermöglichen sollen. Das erste Modell nimmt weit oberhalb der F_2-Schicht eine Grenze an, wo die Atmosphäre in thermischem Gleichgewicht mit dem interstellaren bzw. interplanetaren Gas steht[2], für dessen kinetische Temperatur die Angabe 10000° K vorliegt. Für den Temperaturverlauf bis zu dieser Atmosphärengrenze und die auf Null abnehmende Winkelgeschwindigkeit werden einfache Interpolationsannahmen gemacht. Äußerste Angaben für die Zusammensetzung liefert das Nordlicht bis zur Höhe 1200 km; doch zeigt es sich, daß bis 1500 km, wahrscheinlich das äußerste, was für Raketenanwendungen gegenwärtig interessiert, die Dichte von der Annahme des Molekulargewichts für die Atmosphärengrenze wenig berührt wird. Modell I nimmt völlige Ionisation an der Grenze der Atmosphäre an. Das interstellare Gas besteht hauptsächlich aus dem positiven Wasserstoffatomion und dem freien Elektron $H^+ + e$; doch braucht das Gleichgewicht an der Grenze nicht unbedingt auch Gleichgewicht der Zusammensetzung zu sein. Die Grenze wird nach der Tabelle in 9000 km Höhe bei zwei Partikeln im cm³ erreicht.

Mehr erwartet Grimminger von Modell II. Über einer gewissen Höhe h^* über der F_2-Schicht, in der „Exosphäre" (L. Spitzer), wird die freie Weglänge so groß, daß sich die Gaspartikel in freien Gravitationsbahnen um die Erde bewegen und bei genügender Geschwindigkeit von der Erde entweichen können. Das interstellare Gas ist für dieses Modell belanglos. Da die Partikel frei fliegen und Zusammenstöße fehlen, wird der Bereich oberhalb h^* als isotherm angenommen. Für 45° Breite wird h^* zu 630 km bestimmt und T^* als 1863° K von Modell I übernommen. In 8850 km wären nur noch $6 \cdot 10^{-14}$ Partikel im cm³. Da auch das Molekulargewicht als mit der Höhe konstant bleibend angenommen wurde, besteht kaum ein Zweifel, daß Modell II in den größten Höhen viel zu geringe Dichten gibt.

So wird in Modell III vor allem das Diffusionsgleichgewicht, das Überwiegen der leichtesten Bestandteile in den größten Höhen, schärfer berücksichtigt, als das schon in Modell I der Fall war: Zuunterst atomarer Sauer-

[1] Vgl. Götz, F. W. P. und F. Schmid, Höhenmessung des Nordlichts vom 18. September 1941. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Sion 1942.

[2] Der Berichterstatter legt seit Jahren in seiner Vorlesung „Physik der hohen Atmosphäre" die Atmosphärengrenze als die Höhe fest, in der die Atmosphärendichte auf die Dichte der interstellaren Materie abgesunken ist.

Die Erdatmosphäre nach G. GRIMMINGER *für 45° Breite (Auszug).*

Höhe h km	Mittl. Molekulargew. M	Temp. T °K	Höhe der homog. Atmosphäre H km	Druck p mb	Dichte ϱ g/cm³	Partikelzahl pro cm³ n	Mittl. Partikelgeschw. v cm/sec	Mittl. freie Weglänge L cm	Zahl der Stöße eines Partikels pro sec $\nu = v/L$
				Verhalten bis zur Höhe der F_2-Schicht					
0	28,9	288	8,4	1014	$1{,}223 \times 10^{-3}$	$2{,}57 \times 10^{19}$	$4{,}59 \times 10^{4}$	$9{,}74 \times 10^{-6}$	$4{,}71 \times 10^{9}$
10,8	28,9	218	6,4	236,2	$3{,}768 \times 10^{-4}$	$7{,}90 \times 10^{18}$	$4{,}00 \times 10^{4}$	$3{,}16 \times 10^{-5}$	$1{,}26 \times 10^{9}$
32,0	28,8	218	6,5	8,9	$1{,}415 \times 10^{-5}$	$2{,}98 \times 10^{17}$	$4{,}00 \times 10^{4}$	$8{,}40 \times 10^{-4}$	$4{,}76 \times 10^{7}$
50,0	28,7	355	10,7	1,1	$1{,}024 \times 10^{-6}$	$2{,}17 \times 10^{16}$	$5{,}12 \times 10^{4}$	$1{,}15 \times 10^{-2}$	$4{,}43 \times 10^{6}$
83,0	28,7	240	7,3	$2{,}8 \times 10^{-2}$	$3{,}956 \times 10^{-8}$	$8{,}37 \times 10^{14}$	$4{,}21 \times 10^{4}$	$2{,}99 \times 10^{-1}$	$1{,}41 \times 10^{5}$
120,0	24,3	375	13,5	$6{,}7 \times 10^{-4}$	$5{,}218 \times 10^{-10}$	$1{,}26 \times 10^{13}$	$5{,}71 \times 10^{4}$	$4{,}33 \times 10$	$1{,}32 \times 10^{3}$
160,9	24,3	540	19,8	$5{,}5 \times 10^{-5}$	$3{,}00 \times 10^{-11}$	$7{,}49 \times 10^{11}$	$6{,}85 \times 10^{4}$	$7{,}52 \times 10^{2}$	$9{,}11 \times 10$
198,1	24,3	690	25,5	$1{,}1 \times 10^{-5}$	$4{,}50 \times 10^{-12}$	$1{,}12 \times 10^{11}$	$7{,}74 \times 10^{4}$	$5{,}03 \times 10^{3}$	$1{,}54 \times 10$
243,8	24,3	874	32,8	$2{,}2 \times 10^{-6}$	$7{,}31 \times 10^{-13}$	$1{,}82 \times 10^{10}$	$8{,}71 \times 10^{4}$	$3{,}09 \times 10^{4}$	2,82
300,0	24,3	1100	42,0	$4{,}8 \times 10^{-7}$	$1{,}29 \times 10^{-13}$	$3{,}21 \times 10^{9}$	$9{,}78 \times 10^{4}$	$1{,}75 \times 10^{5}$	$5{,}57 \times 10^{-1}$
				Modell I.					
402	23,9	1336	53,6	$5{,}6 \times 10^{-8}$	$1{,}21 \times 10^{-14}$	$3{,}06 \times 10^{8}$	$1{,}09 \times 10^{5}$	$1{,}84 \times 10^{6}$	$5{,}92 \times 10^{-2}$
644	22,9	1863	83,8	$1{,}5 \times 10^{-9}$	$2{,}27 \times 10^{-16}$	$6{,}00 \times 10^{6}$	$1{,}31 \times 10^{5}$	$9{,}38 \times 10^{7}$	$1{,}40 \times 10^{-3}$
1127	21,0	2818	157,7	$2{,}3 \times 10^{-11}$	$2{,}08 \times 10^{-18}$	$6{,}00 \times 10^{4}$	$1{,}69 \times 10^{5}$	$9{,}38 \times 10^{9}$	$1{,}80 \times 10^{-5}$
2253	17,5	4628	412,3	$2{,}8 \times 10^{-13}$	$1{,}25 \times 10^{-20}$	$4{,}34 \times 10^{2}$	$2{,}37 \times 10^{5}$	$1{,}30 \times 10^{12}$	$1{,}83 \times 10^{-7}$
5633	10,9	8026	2230	$7{,}0 \times 10^{-15}$	$1{,}14 \times 10^{-22}$	6,39	$3{,}96 \times 10^{5}$	$8{,}81 \times 10^{13}$	$4{,}50 \times 10^{-9}$
8890	7,0	10000	7210	$2{,}8 \times 10^{-15}$	$2{,}34 \times 10^{-23}$	2,00	$5{,}50 \times 10^{5}$	$2{,}82 \times 10^{14}$	$1{,}95 \times 10^{-9}$
				Modell III.					
400	24,0	1800	72,1	$2{,}1 \times 10^{-7}$	$3{,}31 \times 10^{-14}$	$8{,}37 \times 10^{8}$	$1{,}26 \times 10^{5}$	$2{,}99 \times 10^{5}$	$4{,}22 \times 10^{-1}$
650	14,4	2300	166	$2{,}8 \times 10^{-8}$	$2{,}09 \times 10^{-15}$	$8{,}81 \times 10^{7}$	$1{,}84 \times 10^{5}$	$2{,}84 \times 10^{6}$	$6{,}49 \times 10^{-2}$
1100	14,3	2500	205	$2{,}6 \times 10^{-9}$	$1{,}79 \times 10^{-16}$	$7{,}61 \times 10^{6}$	$1{,}93 \times 10^{5}$	$3{,}29 \times 10^{7}$	$5{,}86 \times 10^{-3}$
2500	14,0	2500	293	$8{,}6 \times 10^{-12}$	$5{,}80 \times 10^{-19}$	$2{,}50 \times 10^{4}$	$1{,}94 \times 10^{5}$	$9{,}99 \times 10^{9}$	$1{,}94 \times 10^{-5}$
9000	1,2	2500	$1{,}04 \times 10^{4}$	$1{,}4 \times 10^{-14}$	$8{,}17 \times 10^{-23}$	$4{,}17 \times 10$	$6{,}67 \times 10^{5}$	$6{,}00 \times 10^{12}$	$1{,}11 \times 10^{-7}$
60000	1,0	2500	$2{,}26 \times 10^{5}$	$5{,}1 \times 10^{-15}$	$2{,}52 \times 10^{-23}$	$1{,}50 \times 10$	$7{,}21 \times 10^{5}$	$1{,}66 \times 10^{13}$	$4{,}34 \times 10^{-8}$

stoff, ab 400 km, dem Beginn völligen Diffusionsgleichgewichts, atomarer Stickstoff, ab 6000 km atomares Helium und ab 15000 km fast nur atomarer Wasserstoff. In 9000 km Höhe würden sich nun 40, in 60000 km fünfzehn Partikel im cm^3 ergeben.

Der sorgfältige Versuch von GRIMMINGER ist so reizvoll, wie dies kosmische Spekulationen immer sind. Zur nötigen Skepsis führt auch eine Bemerkung die sich der als Fachmann für interstellare Materie mitarbeitende L. SPITZER nicht versagen konnte: Wird nicht die Annahme hoher Temperaturen durch das dadurch bedingte, viel zu starke Entweichen von Gaspartikeln ad absurdum geführt? Da die Temperaturverhältnisse der höchsten Marsatmosphäre gleich sein dürften wie bei der Erdatmosphäre und die Entweichgeschwindigkeit bei Mars nur etwa halb so groß ist, wie man in der 5. Auflage von HANN-SÜRINGS Lehrbuch der Meteorologie nachlesen mag, ist es nicht verständlich, daß Mars eine Kohlendioxydatmosphäre von der Stärke derjenigen der Erde halten kann. SPITZER läßt so die Möglichkeit offen, daß die höchste Erdatmosphäre eine beträchtlich niedrigere Temperatur haben könnte, als sie hier angenommen wird. Der Fluchtvorgang wird allerdings durch das erdmagnetische Feld stark behindert, wenn die Partikel mehr oder weniger vollständig ionisiert sind. F. W. P. GÖTZ, Arosa.

Luftelektrische Messungen mittels Segelflugzeugen. Von F. ROSSMANN. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 15.) Mit 26 Textabb., 35 Tafeln, 54 S. Bad Kissingen: 1950.

Die frühere „Deutsche Forschungsanstalt für Segelflug (DFS)" hat durch die Anwendung des Segelflugzeuges für die luftelektrische Erkundung der Troposphäre zu einer außerordentlichen Bereicherung unserer Kenntnisse der atmosphärischen Elektrizität beigetragen. Es ist sehr zu begrüßen, daß der Hauptrepräsentant dieser Arbeiten, F. ROSSMANN, die verstreuten und größtenteils als Geheimveröffentlichungen unbekannt gebliebenen Ergebnisse jetzt in zusammenfassender Form vorlegt.

Nach einer kurzen Einleitung, die in einleuchtender Weise die weite Überlegenheit des Segelflugzeuges als luftelektrisches Forschungsmittel über den Freiballon darstellt, wird im ersten Teil (15 S.) in begrüßenswerter Ausführlichkeit die Meßtechnik für Feld-, Leitfähigkeits-, Ionen- und Staubmessungen im Segelflugzeug behandelt.

Der zweite Teil (18 S. und 35 Tafeln) enthält die Ergebnisse von 166 Flügen zur Feldmessung und 85 Flügen zur gleichzeitigen Bestimmung von Feldstärke und Leitfähigkeit (darunter zwei Hochaufstiege bis über 8000 m Höhe) zuzüglich einzelner Meßreihen des Ionen- und des Staubgehaltes. Von den zahlreichen Einzelergebnissen können hier nur einige kurz gestreift werden:

1. Durchstoßen einer Dunstgrenze nach oben ist von starker Leitfähigkeitszunahme begleitet, die fast regelmäßig schon 100 bis 200 m unter der Dunstgrenze beginnt. Die Feldstärke nimmt an solchen Dunstgrenzen ab, doch ist die Reaktion schwächer und verschwommener.

2. In Aufwindgebieten wird ausnahmslos *sehr* starke Leitfähigkeitszunahme beobachtet bei nur unwesentlicher Reaktion der Feldstärke. Als Erklärung wird Erhöhung des Emanationsgehaltes in den betreffenden Höhen infolge der vertikalen Aufwärtsverfrachtung emanationsreicher Luft aus Bodennähe angenommen.

3. Staubgehalt und Potentialgefälle (Feldstärke) gehen in der freien Atmosphäre erwartungsgemäß vollkommen parallel.

4. Beim Feld-Höhen-Verlauf lassen sich aus dem recht umfangreichen Meßmaterial je nach der Wetterlage sechs Typen unterscheiden, die in ihrer jahreszeitlichen Verschiedenheit näher untersucht werden.

Zum Schluß werden einige Feldmessungen in der Umgebung von Gewitterwolken (Spitzenwerte von 80 bis 90 Volt/cm) und die Wirkung eines Blitzschlages in eine Focke-Wulf „Weihe" beschrieben.

Die Arbeit gibt ein eindrucksvolles Bild von den mit dem Segelflug verknüpften luftelektrischen Forschungsmöglichkeiten und berechtigt zu dem Wunsch für den Verfasser, daß es ihm vergönnt sein möge, diese vielversprechenden Arbeiten bald wieder weiterführen zu können.

H. Israël, Buchau a. F.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie“

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhal en eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

Vorlesungen über höhere Mathematik

Von

Dr. phil. **Adalbert Duschek**
o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien

In vier Bänden

Soeben erschien:

Band II. Unendliche Reihen. Integration und Differentiation der Funktionen von mehreren Veränderlichen. Abschluß der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Fehlertheorie und Ausgleichsrechnung. Lineare Algebra. Tensorfelder. Mit 125 Textabbildungen. VI, 386 Seiten. Lex.-8°. 1950.
S 87.—, DM 26.—, $ 7.80, sfr. 33.90
Geb. S 96.—, DM 29.—, $ 8.70, sfr. 37.80

Früher erschien:

Band I. Integration und Differentiation der Funktionen einer Veränderlichen. Anwendungen. Numerische Methoden. Algebraische Gleichungen. Grundzüge der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Mit 167 Textabbildungen. X, 395 Seiten. Lex.-8°. 1949. S 78.—, DM 26.—, $ 7.80, sfr. 33.90
Geb. S 87.—, DM 29.—, $ 8.70, sfr. 37.80

In Vorbereitung:

Band III. Gewöhnliche und partielle Differentialgleichungen. Variationsrechnung. Grundzüge der Funktionentheorie.

Band IV. Randwertprobleme. Reihenentwicklungen. Integralgleichungen. Laplace-Transformation.

Integraltafel

Herausgegeben von

Wolfgang Gröbner und **Nikolaus Hofreiter**
o. Professor an der Universität Innsbruck a. o. Professor an der Universität Wien

Soeben erscheint:

Zweiter Teil: **Bestimmte Integrale.** VI, 204 Seiten. 4°. 1950.
S 87.—, DM 24.—, $ 5.80, sfr. 25.—

Früher erschien:

Erster Teil: **Unbestimmte Integrale.** VIII, 166 Seiten. 4°. 1949.
S 54.—. DM 18.—, $ 5.40, sfr. 23.50

Aus den Besprechungen zum ersten Teil:

„. . . Die Anordnung ist sehr übersichtlich, der Stoff erstaunlich vollständig, der Text trotz seiner Knappheit überall leicht verständlich und aufschlußreich. So wird die Tafel nicht nur Mathematikern, Physikern und Ingenieuren viel mühevolles Rechnen ersparen, sondern auch für den, der die nötigen bescheidenen Voraussetzungen mitbringt, ein Mittel zur Weiterbildung und eine genußreiche Lektüre sein . . . Die Tafel will zwar kein Lehrbuch sein, aber sie ist äußerst lehrreich und ein unerschöpfliches Übungsbuch."
Monatshefte für Mathematik, Wien

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria